IL NUOVO CIMENTO

ANNO XLVIII

SERIE V. - Tomo III. *Gennaio 1902*

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DALLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

PER CURA DEI DIRETTORI

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

E DEI SUOI DELEGATI

A. RIGHI e P. CARDANI

PISA
DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1902

SULLA STABILITÀ DEL MAGNETISMO TEMPORANEO E PERMANENTE.

Memoria del Prof. M. ASCOLI.

1. Lo stato magnetico di un corpo può variare per diverse cause: le variazioni della forza magnetizzante, le variazioni di temperatura, l' urto. Nelle attuali ricerche, io prendo in considerazione specialmente quest' ultima causa, sebbene le mie esperienze contengano anche gli elementi necessari a trattare della prima. Per tale trattazione basta infatti la conoscenza completa delle linee magnetiche che esprimono la relazione tra la forza magnetizzante e la magnetizzazione, conoscenza che, come vedremo, è pur necessaria al mio studio [1]).

Non mancano studi sperimentali intorno all' effetto dell' urto sopra il magnetismo sia temporaneo che permanente; ma non ho trovato in proposito alcuna ricerca sistematica tale da condurre a leggi ben definite che rispondano ai diversi quesiti che si possono presentare in questo campo, e permettano di raggruppare diversi fatti conosciuti.

1) A proposito di questa prima causa, parmi che sarebbe utile considerare la *stabilità* della magnetizzazione tra le proprietà magnetiche fondamentali dei corpi, si eviterebbe così di ripetere che il ferro dolce ha una intensità del magnetismo residuo minore del ferro incrudito e dell' acciaio, il che è contrario alla verità, e si direbbe assai più correttamente che il ferro dolce ha una magnetizzazione permanente meno stabile, cioè che subisce forti diminuzioni anche per piccolissime forze smagnetizzanti.

Mi ero proposto dapprima di limitare lo studio al magnetismo permanente dell' acciaio; ma fui necessariamente indotto ad estenderlo anche al temporaneo, dopo che ebbi riconosciuto che si possono effettivamente stabilire delle leggi generali che comprendono quelle del magnetismo permanente come casi particolari. Ho inoltre trovato conveniente studiare anche il ferro, il quale, per la sua maggiore instabilità, può dare degli utili suggerimenti e servir di guida nello studio della stabilità degli altri materiali.

Riserbandomi a discutere a luogo opportuno i risultati trovati da altri autori, espongo senz' altro il procedimento seguìto nella mia ricerca, il quale si scosta da quelli finora usati in simili esperienze.

PARTE I.

Metodi ed apparecchi.

2. Lo stato magnetico di un corpo non dipende, come è noto, solo dal valore della forza magnetizzante attuale, ma anche dal processo seguìto dalla forza stessa per giungere al detto valore. Io partii dall' ipotesi che lo stesso accada per l' effetto di un urto sopra un corpo posto in un campo magnetico: che cioè esso sia funzione non solo del valore del campo ma anche del modo in cui il campo vi è giunto.

Supponiamo che si abbia una linea AB (fig. 1) rappresentante un determinato processo magnetico; le ascisse sono i valori della forza magnetizzante le ordinate quelli della intensità della magnetizzazione corrispondenti. Non è possibile percorrere la linea A B o un tratto qualsiasi di essa, come risulta dalle ricerche di Ewing, se non partendo da un determinato valore estremo [1]), per esempio il valore corrispondente al punto A

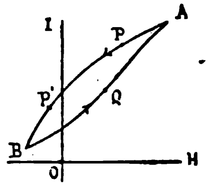


Fig. 1.

1) Tale valore estremo è più grande di tutti gli altri; ma preferisco la parola *estremo* alla parola *massimo*, sia perchè questa seconda sarà spesso usata in altro senso, sia perchè il valore stesso non ha il carattere di un massimo geometrico.

stesso, valore che non si deve *mai* superare se si vuol percorrere una seconda volta la stessa linea. Giunti in B, retrocedendo coi valori di H, si ritorna verso A donde si può di nuovo discendere lungo la stessa A B. Così, se vorremo percorrere la linea ascendente B A, dovremo sempre scendere dal medesimo valore estremo A sino a B per retrocedere da B verso A. In altri termini, un processo magnetico qualsiasi non è definito che in base ad un certo valore estremo della magnetizzazione raggiunta ; entro i limiti di questo valore sono infiniti i processi possibili ma tutti perfettamente determinati e contenuti entro il ciclo simmetrico di magnetizzazione compreso tra il detto valor estremo positivo e l'uguale negativo. Tutti questi processi si possono ripetere quante volte si vuole purchè, partendo dal valore estremo, si faccia subire alla forza magnetizzante sempre il medesimo processo.

Ora, *dato uno stato qualunque magnetico* P, *appartenente ad un certo processo, mi propongo di misurare l' effetto sulla intensità della magnetizzazione di un urto e di una serie di urti subiti dal corpo.* Perciò darò alla corrente magnetizzante un valore crescente fino a giungere in A poi lo farò decrescere fino a giungere in P, darò al corpo l'urto ed osserverò la variazione della magnetizzazione. Fatto ciò se vorrò esaminare l' effetto del medesimo urto sopra un secondo stato magnetico P' appartenente al medesimo processo, dovrò in primo luogo *distruggere l' effetto del primo urto ;* ciò si ottiene riportando la corrente al valore estremo corrispondente all'ascissa del punto A, ed invertendola più volte alternatamente in modo da tornare infine in A; a questo scopo è sempre sufficiente una diecina di inversioni. Ritornato così in A, dovrò diminuire la corrente sino a discendere in P' (senza passar oltre), e sperimentare di nuovo coll' urto. E così continuando potrò determinare per ogni punto di una linea magnetica qualunque la variazione magnetica avvenuta per un urto determiuato.

S' intende che, quando vorrò sperimentare in punti di una linea ascendente, come Q, dovrò prima, partendo da A, scendere fino B e retrocedere poi sino a Q; e così in ogni altro caso anche più complicato. Si verrà per tal modo a de-

terminare, *per un dato processo magnetico* la stabilità del magnetismo in funzione della forza magnetizzante. Queste funzioni si possono, come vedremo, rappresentare graficamente con linee perfettamente definite.

Per questo studio occorre anzitutto tracciare le linee magnetiche, ossia i cicli di magnetizzazione sia simmetrici che asimmetrici; in secondo luogo occorre assoggettare il corpo a urti di intensità ben definita; in terzo luogo misurare la variazione della magnetizzazione.

a). Misure magnetiche.

3. Le esperienze furono tutte eseguite sopra pezzi aventi la forma di cilindri abbastanza allungati perchè nella parte centrale la forza smagnetizzante fosse trascurabile o abbastanza piccola per potersi calcolare colla espressione N I dove N è il valore, almeno approssimato, del fattore smagnetizzante. Le forze magnetizzanti risultanti (H) si calcolano allora sottraendo il prodotto N I dalle forze magnetizzanti (H') applicate. Ciò, come è noto, equivale, nei diagrammi, a prendere per ascisse le H' riferendole però ad un nuovo asse O I' inclinato su quello O I di un angolo avente N per tangente (figura 2). Nei calcoli ho preso per N i valori dati dal Du Bois [1]) e riportati in seguito (§ 39, Tab. VI).

In alcuni casi però la riduzione non fu fatta, basta allora, per eseguirla, riferire la figura ad un asse OY (tracciato nei diagrammi delle Tavole) facente con O I a destra un angolo uguale ad I O I'.

Tutte le misure magnetiche furono eseguite col metodo balistico [2]). Il cilindro magnetico era disposto orizzontalmente in direzione perpendicolare al meridiano magnetico e fisso all' apparecchio di percussione di cui dirò più avanti; esso era interamente contenuto nella spirale magnetizzante lunga cm. 100,4 del diametro interno di cm. 3,90 e coperta di 8 strati

1) Du Bois. Die magnetische Kreise etc. Ho mantenuto i valori del Du Bois, malgrado i dubbi fondati mossi recentemente dal Benedicks (Drude's Ann. 1901, p. 726) perchè le differenze hanno assai piccola influenza nel caso nostro.

2) V. § 80.

di filo del diametro di cm. 0,05. In questa spirale, avvolta sopra un tubo di vetro, era mandata la corrente di una batteria di accumulatori, che poteva essere convenientemente regolata da reostati a liquido (solfato di zinco) e metallici e passava attraverso ai commutatori e interruttori i quali servivano per provocare le deviazioni balistiche. Era necessario al mio scopo tracciare una linea magnetica a partire da un valore qualunque della forza magnetizzante sia positivo che negativo, giungendo pure ad un valore qualsiasi; era cioè necessario di tracciare oltre al ciclo simmetrico A A' (fig. 3) anche un altro

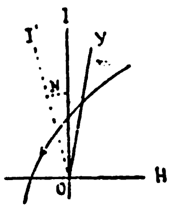


Fig. 2.

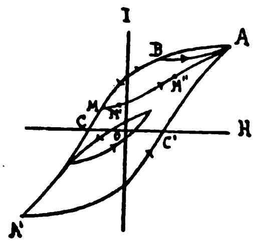


Fig. 3.

qualunque dissimetrico come quelli disegnati nella figura. Al metodo delle variazioni successive, col quale i punti delle curve non risultano determinati indipendentemente l' uno dall' altro, ho preferito la disposizione di Ewing e Klaassen [1]) opportunamente completata.

La disposizione da me adottata è rappresentata schematicamente nella fig. 4. C è il commutatore a sei pozzetti di mercurio ed a bilanciere. Tra a_1 e b_1 e tra a_2 e b_2 sono inserite due cassette di resistenza uguali R_1 R_2, e tra i punti c e d è collocata la spirale magnetizzante S contenente il pezzo che si studia. Da un punto A_1 dei blocchi della cassetta R_1 si stacca un filo che mediante un ponticello K_1 serve a mettere *in corto circuito* le resistenze comprese tra A_1 e B_1. Il punto A_1 si può spostare a volontà lungo tutto il reostato in modo che, pur lasciando invariata la resistenza totale, si può cambiare ad arbitrio quella parte che si mette in corto circuito

1) Ewing e Klaassen. Phil. Trans. 1894.

col ponticello K_1 La stessa disposizione è ripetuta nel reostato R_2. Ai bicchierini centrali del commutatore C giungono i con-

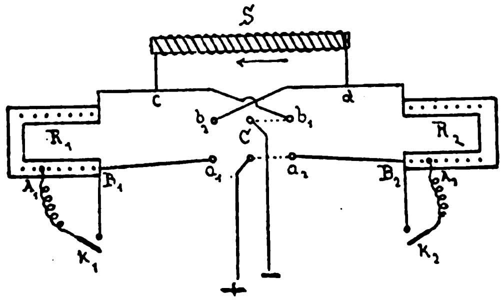


Fig. 4.

duttori degli accumulatori attraverso ad altri reostati che servono a stabilire il valor massimo della corrente colla quale si vuole sperimentare. Se il bilanciere è abbassato verso destra, come è indicato dalle punteggiate, la corrente nella spirale S ha la direzione della freccia. Volendo tracciare il primo tratto discendente A B (fig. 3) a partire da un dato estremo (A) si dà alla corrente l' opportuno valor massimo mediante i reostati del circuito principale, mentre dalle cassette R_1 R_2 sono escluse tutte le resistenze. Si chiude il corto circuito K_2 e, dopo questo, si tolgono alcune spine tra A_2 e B_2; aprendo K_2 si scende da A in B; la corrispondente deviazione balistica è letta al galvanometro; richiudendo K_2 si ritorna in A. Si mutano poi le resistenze tra A_2 e B_2 mentre K_2 è chiuso; aprendo K_2 si ottiene così un altro punto del tratto A B. Se a partire da un punto qualunque, p.' es. da B, si volesse tracciare la linea ascendente verso A, lasciando in R_2 invariata la resistenza totale si sposterebbe A_2 mentre K_2 è aperto, e poi chiudendo K_2 si aumenterebbe la corrente ottenendo un punto della linea ascendente. Col commutatore C, quando in R_1 si introducano delle resistenze e si escludano tutte in R_2 si scende da A ad un punto qualunque M di ascissa negativa; e manovrando il corto circuito K_1 si può risalire da M verso A. Quando si vuol diminuire la corrente si deve aver l'avvertenza di aumentare la resistenza compresa tra A_1 e B_1 (o A_2 e B_2) mentre è chiuso il corto circuito; quando la si vuol aumen-

tare si deve spostare il punto di presa A_2 (o A_1) mentre il corto circuito è aperto.

Colla disposizione descritta si traccia assai speditamente qualsiasi linea magnetica; ciascuna osservazione si può ripetere quante volte si desidera aprendo e chiudendo più volte successivamente i corti circuiti K_1 o K_2, e manovrando ripetutamente il commutatore C.

4. A questo metodo, applicabile in qualunque caso, ho però spesso, specialmente quando si trattava di correnti forti, preferito il seguente, non applicabile che al tracciamento di quelle linee magnetiche le quali abbiano un punto corrispondente ad $H = 0$, ossia attraversino l' asse delle ordinate, come sono tutte quelle della fig. 3 tranne la B A.

La corrente degli accumulatori, come anche nel metodo precedente, era regolata dai due reostati l' uno in serie composto di resistenze metalliche R (fig. 5) l' altro R' a liquido, in

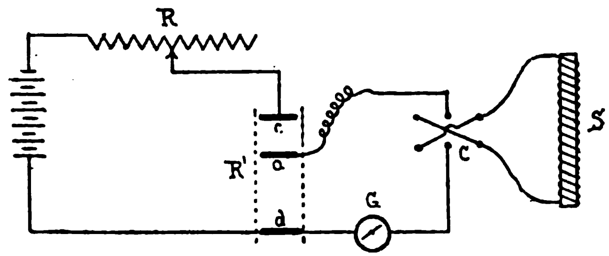


Fig. 5.

derivazione [1]). La corrente giunge al liquido (soluzione di solfato di zinco), mediante i due dischi fissi di zinco *c* e *d*, ed è portata al commutatore C la derivazione presa tra il disco fisso *d* ed il mobile *a*. Così che la corrente che passa per la spirale magnetizzante S può variare da zero, quando *a* è in contatto con *d*, ad un valor massimo regolato dal reostato R, quando *a* tocca *c*. Portata la magnetizzazione al punto A (figura 3) con una inversione si ottiene il valore dell' ordinata di A, con una interruzione, che si eseguisce col medesimo

1) V. Ewing. Magnetic induction etc. 1900, pag. 45.

commutatore C fermato a metà strada in posizione orizzontale, quella di R [1]). Dopo eseguita questa interruzione si completa il movimento del commutatore e si giunge così da R in A', poi con una nuova inversione si torna in A. Allora manovrando il reostato R' si scende in un punto qualunque B e, letta la corrente nello strumento G, la si interrompe; si ottiene così la variazione da B ad R ed essendo noto R se ne deduce per somma l'ordinata di B. Poi si scende ad A' e si risale ad A manovrando il reostato R' e il commutatore C; si scende poi ad un altro punto e si interrompe. Si ottengono così tutti i punti che si desiderano sul tratto discendente A R.

Per tracciare il tratto R A', si parte da A si interrompe la corrente col commutatore C, si abbassa il disco *a* fino ad una certa posizione e si chiude C nel senso della corrente negativa; così si ha la variazione da R ad un punto M qualunque del tratto discendente R A'. Letta la corrente in G si scende in A' poi si torna in A, si interrompe. si dà al disco *a* una nuova posizione ed alla chiusura di C si ottiene un altro punto sul tratto R A'. Volendo tracciare la linea ascendente MA, si deve scendere anzitutto, da A ad R mediante il reostato R', poi invertire il commutatore C, e col reostato R' scendere ancora da R ad M e interrompere; si determina così M. Risaliti in A sempre colle medesime manovre si torna in M e si risale in M'; l'interruzione dà l'ordinata di M' e analogamente di un altro punto del tratto M R'. Pel tratto R' A, dopo scesi in M si risale in R', si interrompe il circuito col commutatore C si solleva alquanto il disco A e si chiude il circuito nel senso della corrente positiva, così si ottiene un punto qualunque M".

La descrizione di questo procedimento è alquanto lunga ma in pratica le esperienze si eseguiscono assai più rapidamente che col primo metodo, per la grande facilità colla quale si manovra il reostato a liquido. Al primo metodo rimane solo il vantaggio di potersi applicare anche alle linee che non attraversano l'asse delle ordinate. Ma per gli altri casi, come

1) Nella figura 3 R è il punto di incontro della curva A M' A' coll'asse delle ordinate R' il punto d'incontro della M M'A coll'asse stesso

ad esempio pel caso di un ciclo simmetrico, cioè il caso che più interessa nella pratica, salvo ricerche speciali, io preferisco e consiglierei di preferire il secondo, anche a quello dell' Ewing; esso ha anche il vantaggio di semplicità molto maggiore non richiedendo che l' uso di un reostato a liquido strumento di preparazione estremamente facile e di uso comodissimo.

5. *Circuito indotto.* — Nel centro della spirale magnetizzante è collocata la spiralina indotta, avvolta sopra un tubetto di vetro e guidata da due anelli di sughero che la tengono centrata nella spirale primaria. Il diametro del tubetto è tale da lasciar libero il passaggio a tutte le sbarre studiate. Dovendosi eseguire misure di variazioni di flusso magnetico di grandezze assai differenti nei differenti casi, conveniva poter variare rapidamente la sensibilità della misura; perciò, nel circuito del galvanometro, era introdotta una cassetta di resistenza, ed inoltre, invece di una sola spirale indotta, ne ho preparate due avvolte sul medesimo tubetto l' una di 180 l' altra di 540 spire, nel rapporto cioè da 1 a 3. Queste due spirali si potevano adoperare separatamente, oppure in serie, oppure in opposizione in modo da far variare il numero delle *spire attive* nel rapporto dei numeri 1, 2, 3, 4; lo scambio si faceva colla semplice rotazione di un opportuno commutatore a mercurio il quale nel tempo stesso introduceva delle resistenze di compensazione in modo che rimanesse inalterata la resistenza totale del circuito indotto. Questo commutatore era composto di 7 pozzetti di mercurio cui mettevan capo gli estremi delle due spirali (3, 1), delle resistenze di compensazione [(3) (1)] e dei conduttori del galvanometro (G G) essi venivano messi tra loro in comunicazione da 4 serie di ponticelli fissi alle 4 faccie di un regolo a sezione quadrata; queste 4 comunicazioni sono indicate schematicamente nella fig. 6.

Le sezioni medie di questi 4 sistemi indotti furono determinate magneticamente. Dapprima se ne determinarono i rapporti, misurando al galvanometro balistico, in unità arbitrarie, i flussi prodotti (senza ferro) da una medesima corrente indut-

trice (la lettura si faceva all'inversione). Indicando con S_1 S_2 S_3 S_4 le 4 sezioni si trovò

$$\frac{S_2}{S_1} = 2{,}625 \quad \frac{S_3}{S_1} = 3{,}625 \quad \frac{S_4}{S_1} = 4{,}625\,.$$

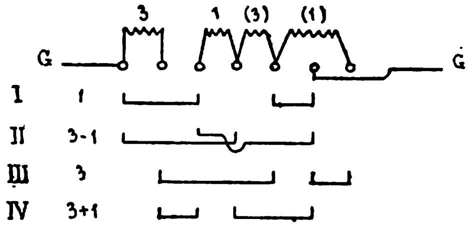


Fig. 6.

In seguito si introdusse nella medesima spirale magnetizzante un' altra spiralina pure di 180 spire e magneticamente si determinò il rapporto tra S_1 e la sezione di questa S_0. Si dedusse poi il diametro medio di questa spirale ausiliaria dalla lunghezza del filo avvoltovi. Si ebbe in tal modo in cm²

$$S_1 = 1{,}856 \quad S_2 = 4{,}872 \quad S_3 = 8{,}584 \quad S_4 = 12{,}296\,.$$

6. *Riduzione in misura assoluta.* — Questi valori mi servirono anche per determinare la costante del galvanometro balistico.

Quando la resistenza totale del circuito indotto era la minima (spirali indotte e galvanometro) la costante risultò

$$1^{mm} = 2{,}280 \text{ unità C. G. S. di flusso magnetico.}$$

Si determinò anche, misurando sempre una medesima variazione di flusso, il rapporto tra questa costante e quella che si ottiene introducendo delle resistenze nel circuito indotto; come è noto questo rapporto non è esattamente quello delle resistenze, in causa dello smorzamento del galvanometro.

Ma trattandosi di serie di esperienze assai lunghe, queste riduzioni fatte su centinaia e migliaia di numeri sono estremamente laboriose; è senza dubbio assai più lungo il calcolo che non l' esecuzione stessa delle esperienze; e ciò è tanto

più gravoso in quanto che spesso una simile riduzione non è strettamente necessaria ma semplicemente opportuna. Ho pensato perciò di evitare completamente la riduzione in unità assolute tanto delle letture balistiche quanto di quelle delle correnti magnetizzanti. Ed io consiglio tutti coloro che si occupano di misure di questo genere di seguire il mio metodo del quale mi trovai oltre ogni dire soddisfatto.

Per quanto riguarda le letture balistiche notiamo che esse misurano il flusso totale attraversante la spirale indotta. Se S è la sezione del ferro, S' quella nella spirale; I l'intensità del magnetismo indotto, H la forza magnetizzante che supponiamo costante in tutta la sezione S', il flusso totale Q, indicando con n il numero delle spire indotte

$$Q = (4\pi I S + H S')\, n$$

noi invece vogliamo misurare la sola prima parte di questo flusso; una prima correzione necessaria è dunque la sottrazione del termine H S'. Nel caso che il campo nel quale la spirale indotta è immersa non venga modificato dall'introduzione del ferro, caso che si verifica quando l'azione smagnetizzante è insensibile, come appunto, almeno molto approssimatamente, in tutte le mie esperienze, il termine H S' è misurato dalla deviazione balistica che si otterrebbe colla medesima corrente (o variazione di corrente) quando non vi fosse il ferro; esso è quindi proporzionale alla corrente.

Per evitare questa prima correzione, in serie colla spirale magnetizzante ho posto (lontana dal ferro) una piccola spirale ausiliaria. Nell'interno di questa, nel circuito secondario, in serie colla spirale indotta contenente il ferro, ne ho collocata una seconda (ausiliaria). Il numero di spire di queste due spirali, primaria e secondaria ausiliarie, e la sezione della seconda si calcolarono in modo che la medesima variazione di corrente desse, almeno approssimatamente, la medesima deviazione data dall'altra spirale indotta senza ferro; conviene anzi che dia una deviazione un po' maggiore. Il senso degli avvolgimenti è tale che le due spirali tendono a dare deviazioni opposte; allora è assai facile, spostando la spirale indotta ausiliaria lungo l'asse della ausiliaria induttrice, di ridurre esattamente

a zero la deviazione corrispondente all' inversione di una corrente qualunque, quando, s' intende, nella spirale magnetizzante non è collocato il ferro.

Collocato il ferro, la deviazione balistica allora è semplicemente proporzionale al termine $4\pi I S$, dove I rappresenta la variazione dell' intensità della magnetizzazione. Se K è la costante del galvanometro, cioè il numero per il quale va moltiplicata la sua deviazione in mm. per ottenere la quantità di elettricità indotta in unità C. G. S., δ la deviazione letta (in mm.), R la resistenza totale del circuito indotto, avremo

$$\frac{4\pi I S n}{R} = K\delta$$

ossia

$$4\pi I = \frac{KR}{nS}\delta$$

nota la costante K o $\frac{K}{n}$ è chiaro che la costante $\frac{KR}{nS}$ può assumere il valore che si desidera (non inferiore ad un certo limite) dando ad R valori opportuni. Si può cioè facilmente determinare per ciascun pezzo, cioè per ciascuna sezione S, il valore che si deve dare alla resistenza del circuito secondario, perchè la costante $\frac{KR}{nS}$ acquisti il valore 1, o 10, o 100, o simili. La R si potrebbe calcolare, ad esempio, colla

$$\frac{KR}{nS} = 10,$$

se K fosse esattamente costante. Ma siccome, come abbiamo detto, K dipende anch' essa da R conviene determinare sperimentalmente il valore della costante $\frac{KR}{nS}$ in funzione di R; dalle esperienze si deduce facilmente la resistenza che si deve introdurre nella cassetta che è collocata nel circuito indotto, perchè la costante assuma i voluti valori, per i diversi valori di S. Queste esperienze si eseguiscono senza difficoltà alcuna. Io ho usato quasi esclusivamente i valori 10 e 100, avendo a disposizione (per le variazioni dovute all' urto) anche il com-

mutatore della fig. 6, che permette di variare anche n. Questi sono certo i valori più comodi ma anche i valori 20, 50, 200 e simili lo sono quasi altrettanto.

L' altra riduzione si riferisce al calcolo della forza magnetizzante. Per spirali lunghe come quelle da me usate si può adoperar sempre la formola

$$H = \frac{4 \pi n_1 i}{10}$$

dove i è la corrente in ampère, n_1 il numero di spire per cm. di lunghezza della spirale. Il coefficiente $\frac{4 \pi n_1}{10}$ può assumere il valore che si desidera quando si scelga opportunamente il valore di n_1; ma questo non sempre si può fare, ed è assai difficile farlo rigorosamente. È invece preferibile porre in derivazione sull' amperometro delle opportune resistenze *(shunts)*. Se g è la resistenza dell' amperometro s quella dello shunt la corrente I che passa per l' amperometro ha colla totale i la relazione

$$i = \frac{s + g}{s} I,$$

e quindi

$$H = 4 \pi n_1 \frac{s + g}{s} I.$$

È facile determinare la resistenza s dello shunt in modo che la costante

$$4 \pi n_1 \left(1 + \frac{g}{s}\right)$$

acquisti il valore 1, 10, o simili. Nelle mie esperienze adoperavo un milliamperometro Siemens (tipo Weston), ed alla costante davo i valori $\frac{1}{20}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{0,2}$ secondo i casi. La resistenza s veniva determinata empiricamente in modo da ridurre la deviazione dell' amperometro al valore voluto. Anche queste sono determinazioni assai facili e rapide.

Con le disposizioni ora descritte i numeri direttamente letti agli strumenti servivano senz' altro al tracciamento dei diagrammi.

7. *Misura delle variazioni della magnetizzazione.* - Anche le variazioni della magnetizzazione dovute all' urto sono misurate col metodo balistico. La sbarra, mentre stava contenuta nella spirale magnetizzante era fissata, nel modo che dirò fra poco, all' apparecchio di percussione. Al galvanometro balistico si osservava la corrente indotta per la variazione prodotta dall' urto senza dover spostare nè il pezzo magnetizzato nè la spirale indotta. Si poterono così osservare anche piccole variazioni, portando, sia mediante la cassetta di resistenze, sia mediante il commutatore della fig. 6, la sensibilità al suo massimo valore. Per l' acciaio temperato ho però avvolto sul pezzo stesso un' elica di 1800 spire senza alterare la resistenza totale del circuito indotto. Perchè sia rigorosa l'applicazione del metodo balistico è necessario che la vibrazione prodotta dall' urto cessi in brevissimo tempo; ciò si otteneva colla speciale disposizione dell' apparecchio di percussione.

b). Apparecchio di percussione.

8. L' apparecchio di percussione era disposto come segue.

La sbarra magnetica sottoposta a studio è foggiata a vite per un breve tratto alle sue estremità per aggiungervi, strettamente avvitate, due *appendici* cilindriche A_1, A_2 di ottone; queste hanno lo scopo di ricevere direttamente l' urto senza danno del corpo magnetico, di permettere a questo di rimanere completamente contenuto nell' interno della spirale magnetizzante, di servire di appoggio sopra i sostegni esterni S_1 S_2 (fig. 7).

Due difficoltà che si presentano sono di impedire che l'urto si trasmetta in misura considerevole ai sostegni e che la sbarra per effetto di ripetuti colpi subisca degli spostamenti. Alla estremità che riceve il colpo (a destra nella fig. 7) l'appendice di ottone è stretta da una morsa di ottone murata M, dalla quale è però separata da un buon strato di sughero nel quale

si affonda un grosso filo di rame saldato in due o tre spire sopra l'appendice A_1 per impedire o diminuire lo scorrimento.

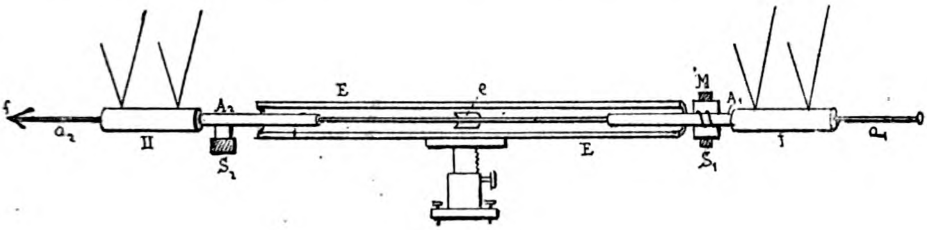


Fig. 7.

L' altro estremo è semplicemente appoggiato sopra un pezzo di sughero sorretto da un secondo sostegno S_2 murato a m. 1,20 dal primo; le sbarre, sebbene lunghe fino a quasi un metro, erano tutte abbastanza grosse per non inflettersi sensibilmente.

L' urto è prodotto dalla caduta di un martello cilindrico di ottone (lunghezza cm. 17,3 diametro cm. 2,5) del peso di kg. 0,738 (I). Questo è sospeso in due punti con 2 coppie di fili lunghi cm. 153 e fissati pure a sbarre murate; così il cilindro si mantiene sempre in posizione orizzontale, cioè parallela alla sbarra, e, nella caduta, la percussione è esattamente centrale. Il cilindro I porta un' asticina a_1 terminata in un dischetto di ferro il quale va ad appoggiarsi all' estremità di un piccolo elettromagnete collocato all' opportuna distanza ed avente lo scopo di sostenere il peso, prima della caduta, ad una altezza ben determinata. Un interruttore posto nel circuito dell' elettromagnete permette di far cadere il peso quando tutto è pronto per l' osservazione. L' operatore incaricato di questo, dopo avvenuto l' urto ed il parziale rimbalzo, trattiene a mano il peso per impedirne la ricaduta.

Contro l' altro estremo è appoggiato un peso identico al precedente (II) e ugualmente sospeso. Questo riceve l' urto trasmesso dalla sbarra ed è lanciato ad una certa altezza; per impedirne la ricaduta, senza bisogno dell'assistenza di un' altra persona, all' estremo dell' asticina a_2 di questo secondo peso è saldato un filo di rame foggiato a punta di freccia f; questa, nel moto ascendente si apre il varco tra due fili di

rame tesi verticalmente ad opportuna distanza dalla sbarra, i quali trattengono il peso nel suo moto discendente di ritorno.

Lo scopo di questo secondo peso è, in primo luogo, quello di rendere ben definita la perturbazione cui è sottoposto il corpo impedendo le successive vibrazioni, che, se continuassero per qualche tempo potrebbero render dubbia l' applicabilità del metodo balistico; trasmettendosi invece al peso, le vibrazioni cessano istantaneamente come è reso evidente dal suono stesso prodotto. In secondo luogo il peso è necessario per impedire gli spostamenti della sbarra nel senso dell' urto; malgrado le disposizioni accennate per fissare l' estremo della sbarra, tali spostamenti sono di qualche millimetro anche per un solo colpo; invece coll' applicazione del detto peso II anche dopo migliaia di colpi non si verifica nessun spostamento sensibile.

Mediante i due pesi ho anche potuto constatare che una parte assai piccola della forza viva dell' urto va dispersa nei sostegni o altrimenti; ho infatti verificato che l' altezza di caduta è solamente di poco superiore alla somma di quella a cui è lanciato il II peso e di quella di rimbalzo del I. Si può quindi ammettere che un' onda di forza viva presso a poco costante si propaghi da un estremo all' altro del corpo magnetico.

La spirale magnetizzante E E è collocata sopra un sostegno indipendente regolabile in modo che nessun contatto abbia luogo colla sbarra. Anche il contatto tra questa e la spirale indotta *e* si evitava onde l' effetto dell' urto non venisse disturbato. A questo scopo nell' interno del tubo sul quale è avvolta la spirale indotta era fissata una spiralina di rame nudo in comunicazione con uno degli estremi della spirale indotta. Se questa toccava il ferro si stabiliva una comunicazione tra questo e la spirale indotta e si chiudeva il circuito di una pila e di un galvanometro. Nel mettere a posto la sbarra e le spirali si verificava sempre che questo contatto non esistesse.

Alle disposizioni ora descritte è dovuta, almeno in gran parte, la regolarità in vero sorprendente dei risultati ottenuti.

c). Procedimento delle esperienze, verifiche e sensibilità.

9. Sopra ciascun pezzo esaminato, stabilita la forza magnetizzante estrema da adoperarsi, due serie di esperienze sono necessarie per lo studio completo. La prima serve al tracciamento delle linee magnetiche, costituenti, nei limiti assunti, cicli simmetrici ed asimmetrici, linee discendenti o ascendenti. La seconda serie serve a studiare la variazione, che, per effetto della percussione, subisce la magnetizzazione in ciascuno degli stati magnetici considerati nella prima serie, o meglio in un punto qualunque delle linee magnetiche tracciate. Perciò, prima di dare un colpo, eliminato, mediante un certo numero di inversioni della corrente estrema, l' effetto dei colpi precedentemente ricevuti dal corpo, si discende dal valor massimo e manovrando i reostati ed il commutatore si descrive un processo magnetico determinato arrestandolo in quel punto che si vuol esaminare. Si dà allora il colpo e si osserva la variazione avvenuta. Si può poi, senza modificare la forza magnetizzante, esaminare l' effetto di un secondo, di un terzo o di un numero qualunque di colpi successivi.

Durante le esperienze di percussione è necessario che la corrente magnetizzante rimanga sensibilmente invariabile, ciò non si può ottenere che con una forza elettromotrice costante, giacchè, se si facesse uso di resistenze regolatrici, non rimarrebbe più definito il processo che serve a portare la magnetizzazione al valore voluto.

10. Un dubbio si affaccia naturalmente; che cioè tanti colpi successivi non abbiano ad alterare in modo permanente le proprietà magnetiche e meccaniche del corpo; ciò avverrebbe molto probabilmente nel ferro dolce molto fortemente ricotto; ma nei corpi da me studiati nessuna variazione apprezzabile si è mai verificata. Ripetendo in un momento qualunque le esperienze sulla magnetizzazione o sull' urto, o riprendendo dopo molte altre esperienze una serie prima interrotta, si ottenne sempre un perfetto accordo nei risultati.

Un secondo dubbio nasce dal fatto che la variazione del flusso magnetico dovuta all' urto reagisce per induzione sopra la corrente primaria e produce una corrente istantanea che si sovrappone alla primaria stessa. Questa variazione, sia pur temporanea, nella corrente primaria potrebbe produrre una variazione della magnetizzazione che si sovrapporrebbe a quella dovuta all' urto. Per verificare se questo effetto è sensibile, ho chiuso in corto circuito le spirali indotte avvolte sul pezzo in esame, lasciando nel circuito secondario la sola spirale ausiliaria di cui al § 6; in questa ho introdotto una sbarra simile a quella in esame. Mandata nel primario una corrente e dato un colpo alla sbarra in esame, la variazione di corrente di cui qui mi occupo, se sensibile, avrebbe fatto variare la magnetizzazione della sbarra non colpita e quindi la spirale indotta ausiliaria avrebbe dato una deviazione al balistico. Ciò invece non si è mai verificato, onde possiamo ritenere trascurabile questa causa d' errore.

11. Quanto alla sensibilità assoluta delle misure notiamo anzitutto che essa era mantenuta pressochè costante nello studio dei diversi corpi; cioè, coi mezzi sopra detti, si regolavano le cose in modo che le deviazioni prodotte dai colpi sia nel ferro dolce che nell' acciaio temperato fossero sempre del medesimo ordine di grandezza. Un millimetro della scala del galvanometro corrispondeva nel caso del ferro a 10 unità C. G. S. di induzione ($4\pi I$) nell' acciaio temperato ad una sola unità. Onde, quanto alla sensibilità relativa, trattandosi di valori dell' induzione spesso superiori a 15000 C. G. S. 1 mm. poteva rappresentare una variazione di 1 sopra 15000; era facile leggere anche le frazioni di millimetro.

PARTE II.

Risultati generali.

12. Dai numeri ottenuti coll' esperienza, troppo abbondanti per esser riportati per esteso, furono dedotte le curve che, in scala ridotta, sono riportate nelle figure delle tavole; queste

rappresentano graficamente i risultati ottenuti per i diversi corpi magnetici studiati e per i diversi limiti delle forze magnetizzanti applicate.

Le leggi generali del fenomeno però presentano in tutti i casi una tale analogia che si può riassumerle facendo astrazione dai casi particolari trattati. Perciò, riserbandomi di discutere in seguito alcune delle più importanti particolarità, credo utile premettere l'esposizione di tali leggi generali che mi sembrano costituire la parte essenziale del lavoro.

Il metodo seguìto dà il valore della magnetizzazione e delle sue variazioni in un punto del corpo; perciò la maggior parte dei risultati che esporrò in questa seconda parte non si applica senz'altro che a corpi magnetizzati uniformemente. Quando la magnetizzazione non sia uniforme, per trattare il problema completamente, bisogna considerare le varie intensità esistenti nelle diverse parti del corpo. Sopra ciascun materiale io ho eseguito esperienze con diverse intensità, cosicchè non mancano i dati per questa trattazione; ma mi riserbo a parlarne nel discutere i risultati particolari ottenuti (V. Parte III, § 42).

In quasi tutte le esperienze eseguite cioè per quasi tutti gli stati magnetici esaminati si applicarono al pezzo più colpi successivi e si esaminò l'effetto di ciascuno di essi. L'effetto di più colpi successivi è sempre rapidamente decrescente con una legge ben determinata, la quale si presta a considerazioni non prive di interesse. Tuttavia per ora non mi occuperò che dell'effetto del solo primo colpo applicato al pezzo dopo raggiunto lo stato magnetico che si vuol esaminare; aggiungerò solo che tutto quanto andrò ora esponendo non verrebbe sostanzialmente modificato se invece dell'effetto del solo primo colpo si considerasse la somma degli effetti di più colpi successivi (V. § 26).

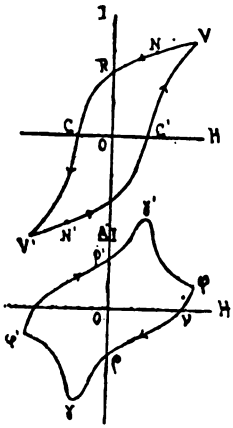
a). Processi ciclici simmetrici.

13. Esaminerò dapprima i processi magnetici formanti un ciclo simmetrico, ossia compreso tra due valori uguali e contrari della forza magnetizzante, misurando nel modo descritto,

la variazione prodotta da un urto, sempre della medesima intensità, in ciascuno dei successivi stati magnetici rappresentati dai punti del ciclo (fig. 8). Prima di incominciare le esperienze è necessario che il processo sia reso veramente ciclico con un certo numero di inversioni della corrente magnetizzante.

Fig. 8.

Fig. 9.



Rappresenteremo graficamente anche le variazioni della magnetizzazione prendendo queste (Δ I) [1] (in iscala opportuna) per ordinate e le forze magnetizzanti per ascisse (H) (fig. 9).

Cominciando dal primo punto V, vertice del ciclo magnetico, la variazione è sempre positiva (aumento della magnetizzazione) in modo che al punto P del diagramma magnetico corrisponde un punto φ *nel diagramma delle variazioni* avente ordinata positiva (fig. 9); man mano che si scende lungo la V R il valore della variazione va diminuendo finchè si annulla in un certo punto N, cui nella fig. 9, corrisponde il punto ν di ordinata zero.

In questo punto N un colpo, od una serie di colpi ripetutamente applicati, non produce alcuna variazione della magnetizzazione anche nel ferro dolce, che pure all' urto è tanto sensibile.

1) La lettera I, nel testo e nelle figure indica l' intensità della magnetizzazione.

Continuando a discendere oltre ad N la variazione diventa negativa e va man mano crescendo, la curvatura della linea delle variazioni cambia segno; mentre nel primo tratto (intorno a ν) la concavità è rivolta in alto, nel secondo si volge in basso; l'aumento continua anche per forze magnetizzanti negative, finchè in corrispondenza di una forza magnetizzante assai *prossima alla forza coercitiva* O C, si raggiunge un massimo assoluto, in γ, per poi discendere, rimanendo nel campo negativo finchè, in corrispondenza del vertice V', si giunge ad un punto ϕ', simmetrico con ϕ rispetto all'origine delle coordinate.

Questo l'andamento generale; è però da notarsi che per cicli molto piccoli (valori molto piccoli dell'ascissa del punto V), il massimo va attenuandosi e finisce a scomparire, e che mentre, pei cicli grandi l'ascissa del massimo è un po' minore della forza coercitiva, per i più piccoli diventa un po' maggiore; ma, finchè il massimo è bene accentuato, se ne scosta sempre assai poco.

Risalendo poi lungo il ramo ascendente V' R' V, simmetrico col discendente V R V', la linea delle variazioni si riproduce in modo identico al precedente, e quindi infine si trova che al *ciclo magnetico chiuso e simmetrico corrisponde un ciclo di variazioni chiuso e simmetrico.*

14. Invece delle forze magnetizzanti, si possono prendere come ascisse nel diagramma delle variazioni i valori corrispondenti dell'intensità della magnetizzazione dedotti dalla fig. 1. Si ottengono così forme assai più semplici (fig. 10) e assai meno diverse tra di loro nei diversi casi. Questi diagrammi trasformati hanno il vantaggio di rappresentare direttamente anche le variazioni *relative* cioè i rapporti tra le assolute ed i corrispondenti valori della magnetizzazione; essi sono dati dalla tangente dell'angolo che il raggio vettore OM fa coll'asse delle ascisse. Nel 1° e 3° quadrante tali variazioni sono positive (aumenti), nel 2° e 4° sono negative (di-

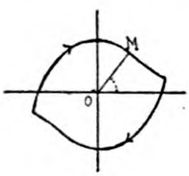


Fig. 10.

minuzioni). In ciascun quadrante la variazione relativa varia da 0 a $\pm \infty$.

b). Processi ciclici non simmetrici
punti e linee neutre.

15. Trattiamo ora dei processi non simmetrici contenuti entro un dato ciclo simmetrico. E dapprima, partendo sempre dal vertice V (fig. 11), discendiamo lungo la VR e, giunti in un punto qualunque A, retrocediamo. Avremo così, al variare di questo punto una famiglia di linee ascendenti ciascun individuo della quale si stacca da un punto della discendente V A V' e tende verso il vertice V, formando, insieme al corrispondente

Fig. 11 . .

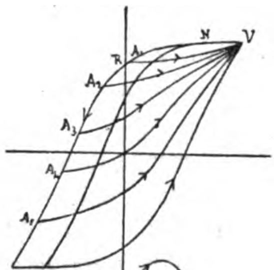
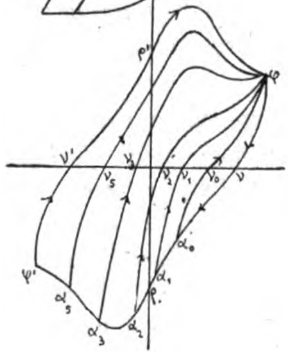


Fig. 12. .



tratto V A della discendente, un ciclo chiuso asimmetrico. A questa famiglia appartiene anche la V' R' V (V', R', N' sono i punti simmetrici con V, R, N rispetto all' origine).

Nel diagramma delle variazioni (fig. 12) ai punti A_1 A_2... corrispondono altrettanti punti α_1 α_2.... Seguendo ad esempio la A_1 V si trova che la linea rappresentante la variazione

corrispondente si stacca da α_1 verso l' interno del ciclo chiuso e sale attraversando l' asse delle ascisse e tendendo verso il vertice ϕ, con un andamento che, se A_1 non è lontano da V, tende a seguire quello della $\phi \nu \alpha_1$. Man mano che il punto A si scosta da V, cioè α da ϕ, la linea delle variazioni va deformandosi, va a poco a poco manifestandosi ed accentuandosi il massimo, e la forma tende a quella delle $\phi' \nu' \rho' \phi$ [1]).

Risulta così che *ad un ciclo magnetico chiuso qualunque corrisponde un ciclo chiuso di variazioni.*

16. *Linee neutre principali.* — Tutte le linee partenti dai punti α, (a meno che α non si trovi tra ν e ϕ, ossia A tra N e V), attraversando l' asse delle ascisse, hanno un punto di ordinata nulla ($\nu_1 \nu_2 \nu_3$ ....). Su ciascuna delle linee magnetiche staccantesi da $A_1 A_2$ .... vi è dunque un punto, avente l' ascissa dei punti $\nu_1 \nu_2$ ...., che rappresenta uno stato magnetico di *stabilità perfetta*, cioè tale che per i colpi non subisce alcuna variazione. Questi punti si possono chiamare *punti neutri.*

I punti neutri N formano un *luogo geometrico* assai ben definito, che chiameremo *prima linea neutra principale.* Essa passa necessariamente per N' (fig. 8), poichè la V' R' V appartiene alla famiglia delle A V, passa anche per N, perchè N è il punto neutro di una ascendente NV, la cui corrispondente si stacca da ν verso ϕ. La linea neutra ha per buona parte del suo percorso un andamento analogo a quello della linea magnetica discendente, essa attraversa *sempre* il secondo quadrante, tenendosi, a seconda dei casi, più o meno lontana dall' origine.

La linea neutra principale divide il ciclo magnetico in due parti, i punti a sinistra, nei processi magnetici ascendenti, rappresentano stati che subiscono per l' urto delle variazioni negative della magnetizzazione, quelli a destra stati che subiscono variazioni positive.

1) Il fatto che il punto di variazione massima corrisponde, nel ciclo simmetrico (V. § 13), al punto di magnetizzazione nulla potrebbe suggerire qualche interpretazione d' indole teorica; ma non è inopportuno notare che questa coincidenza non si verifica affatto per i cicli asimmetrici sebbene molti di essi contengano punti di magnetizzazione nulla e punti di variabilità massima, aventi tutti, come mostra la fig. 12, ascisse poco differenti tra loro.

È chiaro che oltre a questa prima linea neutra principale ve ne sarà una seconda perfettamente simmetrica con essa. Come la prima è il luogo dei punti neutri delle linee ascendenti verso V e staccantisi dalla discendente V R V', così la seconda sarà il luogo dei punti neutri che si trovano sulle linee discendenti verso V' e staccantisi dall'ascendente V' R' V. Questa è la *seconda linea neutra principale;* essa passa, per le ragioni dette prima, per i medesimi punti N N' (fig. 13). L'area compresa tra le due linee neutre principali così definite è una frazione più o meno grande, a seconda dei casi, dell'area racchiusa dal ciclo (area di isteresi).

17. *Altre linee neutre.* — Ma i processi ora descritti non sono i soli che si possano considerare a partir sempre dal

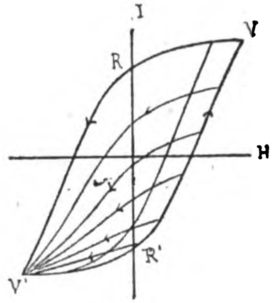


Fig. 13.

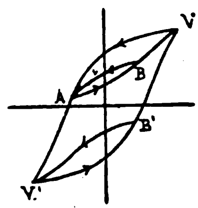


Fig. 14.

medesimo vertice V. Risalendo da A verso V, (fig. 14), giunti ad un certo punto B, possiamo retrocedere di nuovo verso A.

Se B è a sinistra della linea neutra principale la variazione in B è negativa come quella in A e quindi nel passare da B in A si avrà una corrispondente linea nel diagramma delle variazioni che non attraversa l'asse delle ascisse; cioè sulla discendente B A non si avrà alcun punto neutro.

Se invece B è a destra della prima linea neutra principale le variazioni in B ed in A hanno segno opposto, e sulla B A vi è necessariamente un punto neutro. Questo però non si trova sulla linea neutra principale. L'esperienza lo dimo-

stra; ma è facile arguirlo con una semplice considerazione. Supposto che il punto neutro della B A e di tutte le analoghe sia sulla prima linea neutra principale, lo sarebbe anche il punto neutro della B' V che è un caso particolare della B A (punto A coincidente con V'): sappiamo invece che la B' V' ha il suo punto neutro sulla II linea neutra principale. Per ragione di continuità si può dunque concludere (e l' esperienza lo conferma), che il punto neutro della B A ed analoghe *deve esser compreso tra le due linee neutre principali.*

Ora, tenendo fisso A (fig. 15), facciamo variare il punto B. Avremo su ciascuna delle discendenti B_1 A, B_2 A .... un punto

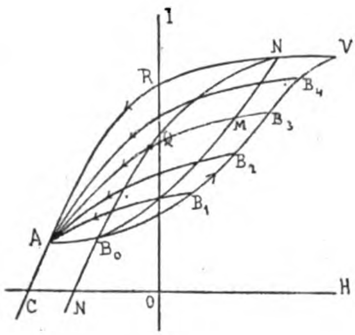


Fig. 15.

neutro a destra della linea neutra N N; luogo di tutti questi punti neutri sarà una *nuova linea neutra* B_0 M N la quale segue press' a poco l' andamento della linea magnetica A B_0 V, come la I linea neutra principale seguiva l' andamento della V R C V'. La nuova linea neutra passa per B_0 (punto d'incontro della linea principale colla linea magnetica A B_0 V) perchè B_0 è evidentemente il punto neutro della B_0 A; passa per N poichè la V R A appartiene alla famiglia delle discendenti B A. Abbiamo dunque anche nel ciclo chiuso dissimmetrico VRABV, come nel simmetrico V R V' R' V, due linee neutre che si intersecano in due punti dei quali l' uno è posto sulla linea discendente, l' altro sulla ascendente, che, insieme alla prima, forma il ciclo magnetico chiuso.

Spostiamo ora il punto A con continuità lungo la V R V' (fig. 16); anche il punto B_0 si sposterà con continuità lungo la N B_0 N', e, per ogni sua posizione, avremo una nuova linea neutra definita come la precedente. Tutte queste linee neutre convergono nel medesimo punto N. Se B_0 si sposta da N sino ad N', la linea neutra viene ad occupare tutte le posizioni possibili sino a confondersi colla II principale. Questa famiglia di linee neutre convergenti in N copre evidentemente tutta l'area compresa tra le due linee neutre principali. Onde:

Ogni punto del piano compreso tra le due linee neutre principali può rappresentare uno stato magnetico di stabilità perfetta.

Ad uno di questi stati si giunge partendo da V e seguendo un processo contenente due punti di regresso (A e B) convenientemente scelti.

I punti interni al ciclo ma esterni alla detta area non possono mai rappresentare uno stato magnetico di stabilità perfetta.

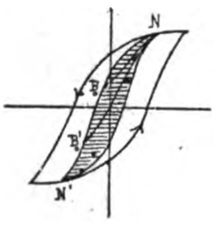


Fig. 16.

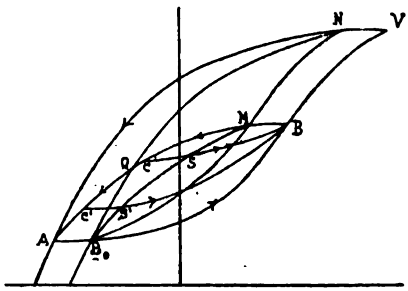


Fig. 17.

È chiaro che, come vi è la famiglia delle linee neutre convergenti in N, ve ne sarà una seconda perfettamente analoga, di linee neutre convergenti in N'.

18. Consideriamo ancora un altro processo magnetico contenente non più due punti di regresso ma tre: A, B, Ç (figura 17), essendo C un punto qualunque della linea B A. Se C è a sinistra della neutra B_0 M N, mentre B è a destra, sulla linea

di ritorno C B vi deve essere un punto neutro. Con ragionamenti analoghi a quelli sopra riferiti appare che questo punto neutro deve essere compreso tra la neutra B_0 M N e la neutra principale B_0 Q N (in S). Variando C si avrà una famiglia di linee ascendenti (C B, C′ B ....), ciascuna delle quali conterrà un punto neutro (S, S′ ....); il luogo di questi punti neutri sarà una nuova linea neutra passante pei punti B_0 ed M nei quali la B_0 M N sega le due linee $\underrightarrow{AB}$ $\underleftarrow{BA}$ (B_0 S′ S M). Così che anche alla linea magnetica B A corrisponde una linea neutra ed anche nel ciclo chiuso A B_0 B Q A vi sono due linee neutre che si incontrano nei due punti B_0, M posti l'uno sull'ascendente e l'altro sulla discendente.

Si giunge così alle conclusioni generali seguenti:

a) Ad una linea magnetica data qualunque corrisponde una linea neutra, che si stacca da un punto di essa e ne segue approssimatamente l'andamento e che è il luogo dei punti neutri esistenti sulle infinite linee magnetiche retrocedenti dai punti della linea data.

b) In un ciclo magnetico chiuso qualunque esistono due linee neutre racchiudenti una certa area ed incontrantisi in due punti, dei quali l'uno è sulla linea discendente l'altro sull'ascendente che, colla prima, chiude il ciclo.

c). Effetti della diversa intensità dell'urto.

19. Fin quì si sono considerati urti tutti della medesima intensità. Aumentando l'altezza di caduta del peso, le variazioni del magnetismo aumentano, ma i diagrammi delle variazioni stesse non mutano carattere. Non mi sono occupato di seguire le variazioni in funzione dell'intensità dell'urto; ma mi sono limitato a considerare quest'ultimo in relazione ai punti ed alle linee neutre principali.

Cominciando dal diagramma simmetrico delle variazioni, si osserva che al crescere dell'intensità dell'urto, il punto neutro ν (V. fig. 9) si sposta leggermente verso sinistra, cioè lo stato di stabilità perfetta si raggiunge per un valore un po' minore della forza magnetizzante. Il ciclo delle variazioni si conserva però sempre simmetrico e quindi il punto neutro

ν' si sposta verso destra. La nuova linea neutra passa per i punti $N_1 N'_1$ (fig. 18) (corrispondenti alle nuove posizioni dei punti ν e ν') come l'antica (quella relativa ai colpi minori) passa per i punti N N'. Le due linee neutre, date le posizioni relative di questi quattro punti, si devono intersecare in un punto interno al ciclo magnetico, e rappresentante uno stato che non risente alcun effetto nè dai colpi minori nè dai maggiori. Esso si trova però molto in alto cioè prossimo ad N; perciò *al crescer dell' urto, la linea neutra principale, per la maggior parte del suo percorso, si sposta verso destra.*

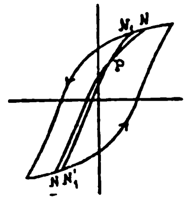


Fig. 18.

20. Questo spostamento è piccolo, tuttavia ne derivano delle conseguenze degne di nota.

α) Un punto collocato tra le due linee neutre, relative al colpo debole ed al forte, rappresenta uno stato magnetico che risente una variazione positiva dal colpo debole, perchè si trova a destra della prima linea, negativa dal forte perchè si trova a sinistra della seconda.

β) Un punto della prima linea neutra non risente alcun effetto dal colpo debole, e risente una variazione negativa dal forte (perchè è a sinistra della nuova linea neutra).

γ) Un punto della seconda linea neutra rappresenta uno stato magnetico che *non risente alcun effetto dal colpo forte mentre subisce una variazione positiva dal debole* (perchè è a destra dell' antica linea neutra).

Quest' ultima conseguenza, che ci dimostra l' esistenza di stati magnetici sensibili a colpi deboli e non a forti ha un'apparenza paradossale.

L' ho voluta verificare anche direttamente sebbene nessuna specie di dubbio potesse essere mosso sulle esperienze dalle quali essa è dedotta. Per verificarla portavo la magnetizzazione ad un punto della nuova linea neutra e constatavo anzitutto che il colpo forte non produceva effetto; dopo il colpo forte, riportata la magnetizzazione nel medesimo punto, pro-

vavo un colpo più debole ed osservavo una variazione positiva assai sensibile. Così andavo ripetendo l'esperienza con colpi man mano decrescenti (distruggendo sempre, s'intende, tra una esperienza e l'altra l'effetto dei colpi precedenti). Risultò in questo modo che, decrescendo man mano il colpo, la variazione, nulla pel colpo più forte, va acquistando valori man mano crescenti sino a raggiungere un massimo in corrispondenza di colpi assai piccoli per poi decrescere sino a zero, com'è naturale, per urti ancor più deboli. Questo andamento fu anch'esso verificato per tutti i corpi esaminati.

Uno stato magnetico, insensibile ad urti corrispondenti ad una distanza di caduta del martello di circa 50 cm., mostrava la sua massima sensibilità ad urti inferiori ai 20 cm.

21. I risultati che precedono permettono di rispondere ad una domanda che si presenta naturalmente. In un punto neutro un colpo non ha alcun effetto sopra il valore della magnetizzazione; non produrrà tuttavia qualche altro effetto *latente* tale che dopo l'urto il corpo sia modificato in qualche sua proprietà magnetica?

La risposta è affermativa. Abbiamo detto che uno stato neutro rispetto al colpo forte, risente una variazione per il colpo debole. Ora se proviamo il colpo debole *dopo avere applicato il forte* (che sarebbe senza effetto sensibile) osserviamo che anche il colpo debole non ha più alcun effetto. Il colpo forte ha dunque prodotto un effetto latente, quello di rendere la magnetizzazione insensibile anche ai colpi deboli.

Ne segue anche un mezzo per rendere uno stato magnetico insensibile a tutti gli urti inferiori ad un certo limite; basta portare la magnetizzazione ad un punto neutro relativo all'urto massimo, ed applicare, anche una sola volta, questo urto.

d). Magnetismo permanente.

22. Prima di applicare quanto precede al caso del magnetismo permanente è necessaria un'osservazione. Sia R'B (fig. 19) il magnetismo permanente di un corpo; un urto fa, ad esempio,

diminuire la magnetizzazione, ma il punto rappresentativo non scende lungo la curva R C, in M, ad esempio, come talvolta [1]) fu erroneamente asserito; ciò equivale ad ammettere che la forza smagnetizzante cresca al diminuire della magnetizzazione mentre accade l'opposto; il punto scende invece lungo la R'O in N giacchè la forza smagnetizzante si ammette appunto proporzionale all'intensità della magnetizzazione.

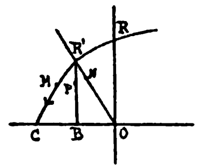


Fig. 19.

Nelle mie esperienze invece, mentre si applica l'urto e se ne osserva l'effetto, la forza magnetizzante è mantenuta costante al suo valore negativo O B, il punto perciò non scende nè lungo R'M nè lungo R'N; ma lungo la R'B, in P. Ora la variazione R'P non può essere uguale a quella da R' in N cioè a quella che realmente avverrebbe in un magnete permanente; ciò appare evidente quando il fattore smagnetizzante, come nel caso di una lamina infinitamente sottile si avvicina al suo valor massimo 4π e la magnetizzazione è piccolissima; la variazione del magnetismo permanente per l'urto sarebbe pure insensibile; invece la variazione ottenuta nelle mie esperienze è assai prossima al suo valor massimo, talchè la magnetizzazione da un valor nullo passa ad un sensibile valore negativo. Ma nei casi pratici si sta notevolmente lontani dal punto C e si trattano materiali che non hanno grande instabilità; si può dunque ammettere che le variazioni osservate col mio metodo siano molto prossime a quelle che effettivamente si verificherebbero in un magnete permanente corrispondente alla inclinazione della O R'. Me ne sono convinto anche con qualche esperienza diretta.

23. Nel diagramma della fig. 19, l'ordinata O R rappresenta l'intensità del magnetismo permanente nel caso che non esista alcuna reazione smagnetizzante, in quello, ad esempio, di sbarre infinitamente lunghe o di un circuito magnetico perfetto.

1) V. Janet. Leçons d'électrotechnique, 1900.

In caso diverso il magnetismo permanente si potrà ritenere dato dall' ordinata del punto di intersezione delle linee magnetiche con una retta inclinata sull' asse delle ordinate di un angolo la cui tangente misura il fattore *smagnetizzante*. Di modo che al problema del magnetismo permanente, considerato in generale, interessano tutte le linee magnetiche contenute nel 2° quadrante del diagramma magnetico (I positive, H negative).

Nel diagramma delle variazioni, sopra ciascuna delle linee ascendenti da punti a sinistra di K esiste un punto corrispondente a quello di ordinata nulla nel diagramma magnetico; questi punti stanno sopra una certa linea K K' (fig. 20) che attraversa il sistema delle ascendenti e che corrisponde all' asse delle ascisse dei diagrammi magnetici. Al secondo quadrante di questo corrisponde dunque l' area contenuta tra la linea K K', l'asse delle ordinate e il tratto ρ K del diagramma simmetrico; è l' area tratteggiata nella fig. 20.

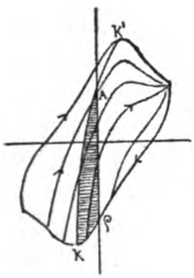


Fig. 20.

24. La magnetizzazione permanente si ottiene di solito portando il pezzo in un campo magnetico ed estraendolo, oppure diminuendo il campo applicato fino ad annullarlo, cioè scendendo da V fino ad un punto del tratto R C della linea magnetica discendente (fig. 19). Adottando questo sistema, interessa per la misura della stabilità il tratto ρ K del diagramma delle variazioni. La variazione lungo questo tratto è sempre negativa cioè il magnetismo residuo *ottenuto col detto processo* diminuisce sempre di intensità per l' urto, e la diminuzione aumenta al crescere dell' imperfezione del circuito magnetico; ad esempio al diminuire del rapporto tra lunghezza e diametro se si tratta di cilindri o, meglio, di ellissoidi di rotazione, oppure all' aumentare dell' intraferro se si tratta di sistemi magnetici quasi chiusi in se stessi.

Siccome poi l' intensità della magnetizzazione lungo il tratto R C diminuisce, l' instabilità relativa, cioè il rapporto

tra la variazione e l' intensità aumenterà ancor più rapidamente dell' assoluta, con una legge che potrà variare da un caso all' altro. Di ciò si deve evidentemente tener conto nella scelta del materiale destinato alla costruzione dei magneti permanenti. Se ne riparlerà nella Parte III della memoria (vedi § 40).

25. Ma la magnetizzazione permanente si può ottenere con altri processi. Si può, ad esempio, prima di annullare il campo applicato, dargli un valore opposto al primo, cioè scendere fino ad un punto A (fig. 21) per retrocedere poi fino ad S. Se S si trova a sinistra della linea neutra principale N la magnetizzazione subisce ancora una diminuzione, se invece si trova a destra (come S') essa subisce un aumento [1]). Se infine si trova sulla linea, si ha un magnete insensibile all' urto.

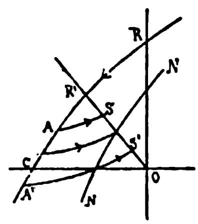


Fig. 21.

Il fatto che (V. § 16) la linea neutra attraversa sempre il secondo quadrante dimostra che *è sempre possibile, con qualunque materiale e con qualunque forma del pezzo, ottenere un magnetismo permanente di stabilità perfetta.* Basta, prima di annullare il campo, applicarne uno opposto tale che la linea di ritorno passi pel punto d' incontro della linea neutra colla retta O R' relativa al pezzo o colla O R se il circuito magnetico è perfetto [2]).

1) Con ciò si può spiegare assai chiaramente il fatto ben noto che una calamita permanente aumenta di intensità quando rimane lungamente chiuso coll' àncora il suo circuito magnetico. Infatti, finchè il circuito è aperto, agisce una forza smagnetizzante considerevole; quando si applica l'àncora, questa si annulla o diminuisce fortemente; si viene dunque, durante l' applicazione dell' àncora a far subire alla calamita, e specialmente alle sue parti estreme, un processo magnetico ascendente, che, considerata la grande diminuzione della forza smagnetizzante, deve certamente estendersi al di là, cioè a destra, della linea neutra. La calamita si trova dunque in quello stato in cui le vibrazioni fanno crescere la magnetizzazione; mentre, a circuito aperto, dopo avere subìto cioè un processo magnetico discendente, si trova in condizioni opposte.

2) La Sign. Curie, nel suo lavoro sul magnetismo permanente degli acciai (Bull. de la Soc. d'enc. de l' industrie, serie 5. vol. 3., 1898), aveva già notato che l' applicazione di una piccola forza magnetizzante contraria accresce la stabilità.

Il magnetismo residuo così ottenuto è minore di quello che si otterrebbe nel primo modo (punto R'); non si può cioè ottenere la stabilità perfetta che a costo di sagrificare una parte dell' intensità; questo sagrificio, mentre è assai grande nel ferro è piccolissimo nell' acciaio specie se temperato, come vedremo trattando dei risultati particolari.

e). Variabilità susseguente.

26. Finora abbiamo studiato solamente l' effetto del primo colpo, che si può considerare come misura della *variabilità iniziale.*

Il secondo colpo produce un effetto sempre minore del primo, ma il rapporto tra la seconda variazione e la prima $\left(\frac{\Delta_2}{\Delta_1}\right)$ è ben lungi dall' essere uguale in tutti i casi, esso anzi è variabilissimo, non tanto al variare del materiale, quanto al variare dello stato magnetico sperimentato, di modo che l'effetto dei colpi successivi risulta più o meno rapidamente decrescente a seconda dello stato magnetico e del processo seguìto per ottenerlo.

Ma invece di considerare i soli due primi colpi, è bene prendere in esame la somma degli effetti di un numero infinito di colpi successivi al primo; questa somma ci darà la misura della *variazione susseguente.*

Per far questo è necessario determinare la legge del decremento degli effetti. Il Berson [1]), nel caso particolare del magnetismo permanente, stabilì la seguente legge:

$$m = a + \frac{b}{K + n} \tag{1}$$

nella quale m esprime l' intensità della magnetizzazione dopo l' n^o urto di data intensità, $a\, b\, c$ sono costanti. Io ho verificato che a tutti i casi esaminati, (e sono numerosissimi) si adatta meglio la espressione analoga

$$m = a + \frac{b}{K + n^c} \tag{2}$$

1) Berson. C. R. 1888.

dove ε è un numero un po' minore dell'unità; col valore $\varepsilon = 0{,}9$ si ha sempre un'ottima approssimazione. Si vede che [come anche nella (1)] per $n = 0$ si ottiene

$$m_0 = a + \frac{b}{K}$$

che è il valore della magnetizzazione prima di cominciare la serie dei colpi; per $n = \infty$

$$m_\infty = a.$$

Il rapporto $\frac{b}{K} = m_0 - m_\infty$ esprime dunque la *variazione totale* che può subire il magnetismo per effetto dei colpi di quella determinata intensità.

Se consideriamo i primi due colpi avremo dalla (2)

$$m_0 = a + \frac{b}{K}$$

$$m_1 = a + \frac{b}{K + 1} \tag{3}$$

$$m_2 = a + \frac{b}{K + 2^\varepsilon}$$

la variazione prodotta dal primo colpo è

$$m_0 - m_1 = \Delta_1 = b \frac{1}{K(K + 1)} \tag{4}$$

dalla quale si deduce

$$\frac{b}{K} = (K + 1)\,\Delta_1 \tag{5}$$

come espressione della *variazione totale* in funzione della *iniziale*. La *variazione susseguente*, cioè quella che segue la iniziale è $\frac{b}{K} - \Delta_1$, cioè, per la (5),

$$\Delta_2 = K\,\Delta_1\,. \tag{6}$$

Il coefficiente K delle (1) e (2), pel quale va moltiplicata la variazione iniziale per ottenere la susseguente, si può chia-

mare *coefficiente della variabilità susseguente;* è di questo che vogliamo esaminare la relazione coi diversi stati magnetici. Per determinarlo basta la conoscenza delle due prime variazioni Δ_1, Δ_2: infatti le (3) danno per la seconda variazione

$$\Delta_2 = m_1 - m_2 = b \frac{2^\varepsilon - 1}{(K+1)(K+2^\varepsilon)}$$

eseguendo il rapporto tra questa e la (4) si ottiene

$$\frac{\Delta_1}{\Delta_2} = \frac{K + 2^\varepsilon}{(2^\varepsilon - 1)K} = \alpha$$

dalla quale si deduce

$$K = \frac{2^\varepsilon}{(2^\varepsilon - 1)\alpha - 1} \tag{7}$$

e per $\varepsilon = 0{,}9$

$$K = \frac{1{,}87}{0{,}87\,\alpha - 1}.$$

La conoscenza della variazione iniziale e del rapporto α tra le variazioni prodotte dai due primi urti è dunque sufficiente allo studio completo del problema.

27. *Il coefficiente della variabilità susseguente* ha valori che differiscono assai poco da un materiale all'altro, per il ferro dolce e per l'acciaio temperato prende press'a poco i medesimi valori; ma, per un dato corpo, anch'esso, come la variazione iniziale, è essenzialmente funzione dello stato magnetico. Dimodochè la variazione susseguente è il prodotto di due quantità K e Δ_1, entrambe dipendenti dal processo magnetico seguito. Ora, da tutte le esperienze eseguite risulta, come sopra abbiamo veduto per Δ_1, così anche per K un andamento perfettamente analogo per tutti i corpi e per tutti i casi esaminati.

Incomincio anche quì a considerare un ciclo magnetico simmetrico pel quale il diagramma della variazione *iniziale* è quello della fig. 22. In corrispondenza di questo possiamo tracciare il diagramma che ha per ascisse le stesse forze magne-

tizzanti e per ordinate i valori del coefficiente di variabilità susseguente (fig. 23). Il valore di K è sempre positivo; dal

Fig. 22.

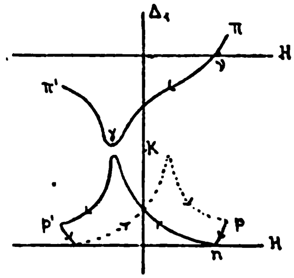


Fig. 23.

punto iniziale ρ corrispondente a π esso va rapidamente decrescendo, si annulla in n precisamente in corrispondenza del punto neutro ν, e riprende poi ad aumentare raggiungendo un valore massimo in C che corrisponde esattamente al valor massimo (in γ) del diagramma delle variazioni; dal massimo va poi scendendo fino a riprendere in p' (corrispondente a π') il valore iniziale.e Dal punto n verso p' il valore di K va dapprima aumentando assai lentamente poi man mano più rapidamente, in modo che il massimo risulta assai più accentuato che nel corrispondente diagramma della fig. 22.

Questo andamento ci dimostra che il coefficiente K è maggiore dove Δ_1 è maggiore e tende a zero dove Δ_1 tende a zero; nella variazione susseguente K Δ_1 i due fattori hanno dunque un andamento analogo, tendono a zero ed al massimo simultaneamente. La variazione susseguente sarebbe perciò rappresentabile da una linea analoga a quella della fig. 22, ma con variazioni assai più esagerate. Lo stesso dicasi della variazione totale (K + 1) Δ_1.

Il coefficiente K raggiunge, verso il massimo, valori prossimi a 4; la variazione susseguente, in prossimità del massimo, è cioè quadrupla (la totale quintupla) della iniziale, mentre procedendo da p ad n essa va diminuendo fino a 0; dimodochè nella vicinanza dei punti neutri non solo la variazione iniziale è piccola, ma inoltre la variazione susseguente è una piccola frazione della iniziale stessa; tanto più piccola quanto

più è vicino il punto neutro. In vicinanza del punto neutro si tende così per doppia ragione alla stabilità perfetta.

La determinazione di K quì non si può fare esattamente poichè il rapporto α nella (7) tende alla forma $\frac{0}{0}$; tuttavia l' andamento del fenomeno non lascia alcun dubbio.

Immaginiamo ora di seguire il processo magnetico ascendente che chiude il ciclo magnetico simmetrico; nel diagramma della fig. 23 si retrocede per la linea punteggiata simmetrica alla precedente rispetto all' asse delle ordinate.

Per maggior chiarezza conviene modificare il diagramma della fig. 23 facendone ruotare una parte intorno all' asse delle ascisse; nell' usare il diagramma così trasformato pel calcolo della variazione susseguente, si dovranno prendere in considerazione solamente i valori assoluti delle ordinate, perchè Δ_s ha sempre lo stesso segno di Δ_t; oppure i soli valori assoluti di Δ_t giacchè K e Δ_t cambiano segno simultaneamente. Il diagramma trasformato è quello nella fig. 24.

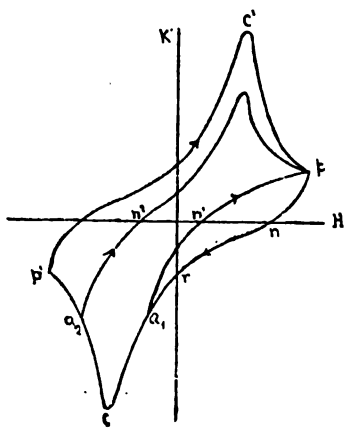


Fig. 24.

28. Passando ora ad esaminare i processi magnetici non simmetrici e precisamente quelli ascendenti che si staccano dal tratto discendente del simmetrico, (quello considerato nel § 15), troviamo che nei punti iniziali il valore del coefficiente K coincide, come dev' essere, con quello del corrispondente punto della $p\,r\,p'$, va poi rapidamente diminuendo fino ad an-

nullarsi per lo stesso valore della forza magnetizzante pel quale si annulla la variazione iniziale Δ_1, riprende poi ad aumentare e raggiunge o no un massimo secondo che esiste o no il massimo nella corrispondente linea della variazione iniziale (V. fig. 24); il massimo, se esiste, corrisponde al medesimo valore della forza magnetizzante; tende infine a riprendere il valore iniziale al chiudersi del ciclo. Le linee che rappresentano tale andamento si disegnano meglio nella fig. 24 che nella 23, ed hanno una forma che varia a seconda del punto iniziale *a*.

Gli stati magnetici di variazione susseguente nulla, corrispondenti ai punti n_1 n_2....., coincidono tutti con quelli di variazione iniziale nulla; perciò anche le linee neutre considerate al § 16 rimangono inalterate: anzi queste consideraràzioni dimostrano che esse sono, per così dire, doppiamente neutre rispetto la variabilità susseguente, poichè in ogni loro punto si annullano contemporaneamente i due fattori K e Δ_1 della variazione susseguente.

29. La *variabilità totale* è la somma $(K + 1)\,\Delta_1$ della iniziale e della susseguente. Dopo quanto precede, risulta chiaro che, se tracciassimo in luogo del diagramma delle variazioni iniziali quello delle totali, otterremmo un nuovo diagramma della stessa natura dell' antico ma di forma, per così dire, esagerata nelle curvature e nei massimi; onde tutto quanto abbiamo esposto relativamente alla variabilità iniziale potrebbe sostanzialmente applicarsi, come ho accennato sin dal principio (§ 9) alla variazione totale.

f). Confronto coi risultati di altri Autori.

30. La maggior parte degli autori che si occuparono di studiare l' effetto delle vibrazioni usarono il metodo magnetometrico eseguendo le misure sopra corpi cilindrici generalmente di non grande lunghezza relativamente al diametro.

Il metodo magnetometrico non si può rigorosamente applicare per ricerche di questa natura, poichè il momento magnetico che con esso si ottiene risulta dalla magnetizza-

zione delle diverse parti del cilindro tra le quali possono esistere grandissime differenze. Ora, dal nostro studio risulta evidente quanto vari la stabilità (come del resto ogni altra proprietà magnetica) al variare della magnetizzazione; le misure daranno perciò un effetto medio ma non potranno dare il vero andamento del fenomeno, a meno che non si operi con corpi aventi forma di ellissoide di rotazione.

Operare su cilindri corti inoltre equivale ad operare su corpi soggetti a notevoli campi smagnetizzanti e quindi in condizioni assai diverse da quelle di un corpo su cui agisce il solo campo applicato ed assai diverse da un caso all' altro. La variazione grande del fenomeno al variare del campo dimostra la necessità di tener conto di queste condizioni ed insieme spiega chiaramente la grande influenza della forma del pezzo.

Solo operando col metodo balistico ed eseguendo le misure nelle parti centrali di cilindri molto allungati si evitano queste particolari cause perturbatrici.

31. Quanto ai risultati da me ottenuti, è naturale, per l' estensione della ricerca, che essi comprendano come casi particolari molti di quelli ottenuti da altri autori in condizioni speciali. Essi servono inoltre a stabilire entro quali limiti sieno valide alcune leggi dedotte da queste esperienze.

Citerò solo qualche esempio.

a). L'Ewing [1]) nell' ottimo suo libro a pag. 133 si esprime come segue: « *Se si percuote un pezzo di ferro mentre si va aumentando o diminuendo la forza magnetizzante applicata, si trova che ad ogni stadio dell' aumento la percossa aumenta la suscettibilità, ad ogni stadio della diminuzione decresce la magnetizzazione* ». Nè l' uno nè l' altro fatto è vero in generale nè pel ferro nè per altri metalli. Abbiamo veduto che nella linea *discendente* di un ciclo simmetrico, cioè durante la *diminuzione* della forza magnetizzante, vi è un primo tratto nel quale la magnetizzazione cresce per l' urto; questo tratto, specialmente nel ferro dolce e per le piccole intensità di magnetizzazione, è assai esteso; esso

1) Ewing. Magnetic induction etc. 3. ediz. 1900.

può durare anche fino a che la forza magnetizzante si è ridotta a meno della metà (V. parte III e tavole). Abbiamo poi veduto che, nei processi ascendenti di magnetizzazione, cioè durante l'*aumento* della forza magnetizzante si ha tutto un tratto (assai importante nel ferro) posto a sinistra della linea neutra principale (§ 15, fig. 11) lungo il quale la magnetizzazione subisce delle fortissime diminuzioni per effetto dell' urto.

Si potrebbe piuttosto asserire che vi è una *tendenza* alla condizione di cose asserita dall' Ewing, ma che ogni volta che si passa da un processo ascendente ad uno discendente o viceversa, per un certo tratto del nuovo processo continua a manifestarsi un effetto dell' urto avente lo stesso senso che aveva nel processo precedente.

b). Analogamente il Wiedemann nel suo trattato così si esprime: « Per effetto delle scosse le particelle sono rese libere *in tutti i casi* di seguire meglio le forze agenti su di esse ».

c). Il Wiedemann [1]) che studiò pure alcuni effetti dell' urto sul magnetismo permanente trovò che: quando una sbarra si smagnetizza parzialmente o totalmente coll' applicazione di una forza magnetizzante contraria, l'urto tende a far riprendere al magnetismo il valore primitivo. Smagnetizzare totalmente significa seguire un processo ascendente che, staccandosi dal discendente in A (fig. 25) passi per l' origine delle coordinate O. Questa origine, per quanto è detto al § 16, è sempre collocata a destra della I linea neutra principale, perciò l'urto produce sempre una variazione positiva ossia tende appunto a ridare al magnetismo permanente una parte del valore perduto. Invece per smagnetizzare parzialmente, si scenderà fino ad un certo punto A_1 tale che sopprimendo la forza magnetizzante la linea ascendente tagli (in R_1) l'asse delle ordinate dalla parte positiva. Questo punto di incontro, a seconda della posizione di A, può trovarsi, come R_1, a destra della linea neutra, ed allora è vero che l' urto gli ridà una parte del magnetismo perduto; ma se trovasi invece a sinistra, come R_2 la asserzione del Wiedemann non è più vera.

1) Wiedemann. Pogg. Ann. 1857.

Si vede dunque che queste generalizzazioni del Wiedemann come quelle dell' Ewing, non sono lecite. Io qui non voglio occuparmi della interpretazione dei fenomeni osservati mediante la teoria molecolare od altrimenti, noto solamente che ogni deduzione teorica basata sopra quelle e simili generalizzazioni non può essere che erronea o per lo meno incompleta.

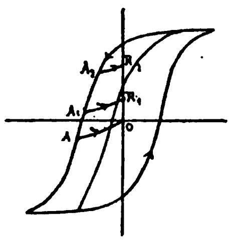


Fig. 25.

d). Il Fromme [1]) ha considerato l' effetto dell' urto sopra il magnetismo permanente ottenuto mediante il graduale annullamento della corrente oppure mediante l' interruzione della medesima. È noto che, se la sbarra è corta, il secondo è notevolmente minore del primo. La differenza è da attribuirsi, secondo il Wiedemann, contrariamente a quanto pensa il Fromme, all' azione di una forza magnetizzante contraria dovuta alle oscillazioni della corrente all' apertura oppure alle correnti di Foucault indotte nel nucleo. Per modo che la magnetizzazione permanente all' apertura sarebbe il risultato di un processo magnetico ascendente, mentre quella ottenuta col lento annullamento sarebbe dovuta ad un processo magnetico discendente. Secondo le mie esperienze la diminuzione del magnetismo permanente nel secondo caso dovrebbe dunque essere notevolmente minore che nel primo (anzi potrebbe convertirsi in *aumento* se il processo ascendente fosse tale da attraversare la linea neutra principale (§ 16). Questa differenza fu appunto osservata dal Fromme, le cui esperienze vengono così in appoggio alla spiegazione citata.

Un' altra osservazione fatta dal Fromme è la differenza tra l'effetto dell' urto sopra un dato valore della magnetizzazione permanente nei due casi che questa sia ottenuta dal semplice annullamento (lento) di una data corrente oppure d' annullamento di una corrente più forte seguìto dall' applicazione temporanea di una conveniente corrente contraria. Anche qui si tratta di due processi diversi, l' uno discendente,

1) Fromme. Wied. Ann. 1878. Vol. 5, 378.

l'altro ascendente: donde la differenza. Analoghe differenze non possono verificarsi quando la magnetizzazione sia ottenuta all'apertura poichè, data la spiegazione sopra citata, in questo caso si tratta sempre di un processo ascendente.

Anche diversi altri particolari delle esperienze del Fromme rientrano nei miei risultati.

e). Il Sig. Berson [1]) richiama l'attenzione sul fatto che il colpo può fare in qualche caso da lui studiato cambiare il segno alla magnetizzazione ed osserva come fatto singolare che quando il magnetismo è diventato nullo dopo una serie di colpi l'effetto del colpo successivo non è grande quanto quello che si otterrebbe con un primo colpo dopo aver annullato (magneticamente) la magnetizzazione. Considerate le cose come noi abbiam fatto ciò appare invece del tutto conforme alle leggi generali, in ogni caso interessa unicamente *il senso* della variazione sia che questa avvenga da un valor positivo ad uno positivo più piccolo sia da un positivo ad uno negativo; i punti di ordinata nulla nei diagrammi magnetici non presentano alcuna singolarità, tutto deve dunque procedere con perfetta continuità quando si attraversi questo punto come qualunque altro, purchè sia determinato il modo in cui la forza magnetizzante giunge al valore stabilito.

f). La Sign. Curie [2]) in un suo studio sugli acciai aveva notato, come ho già osservato al § 26, che l'applicazione di una debole forza magnetizzante contraria a quella che produce la magnetizzazione fa crescere sensibilmente la stabilità del magnetismo residuo; non aveva notato che si può ottenere la stabilità perfetta nè che è possibile ottenere una magnetizzazione permanente la quale aumenti per effetto dell'urto.

g). Infine alcune irregolarità osservate dai detti sperimentatori, cioè aumenti alternati con diminuzioni, possono facilmente spiegarsi col modo di regolare la corrente per tenerla costante durante le esperienze. La costanza richiede necessariamente una forza elettromotrice invariabile giacchè un regolatore (reostato) non può che produrre oscillazioni in un senso o nel-

1) C. R. 1888. Vol. 106, p. 592-95.
2) L. c.

l' altro, ed abbiamo visto quale enorme differenza si può avere nell' effetto dell' urto anche per piccole variazioni della corrente a seconda che queste sieno diminuzioni o aumenti. Simili irregolarità non si sono *mai* verificate nelle mie esperienze.

PARTE III.

Risultati numerici [1]).

32. *Materiale adoperato.* — Passiamo ora a considerare i valori numerici delle variazioni delle quali nella parte seconda abbiamo studiato l' andamento generale. Questo era il medesimo per tutti i corpi e per tutti i limiti di magnetizzazione sperimentati, quelli variano invece grandemente da corpo a corpo e, per ciascun corpo, da ciclo a ciclo; non si possono dunque prendere in esame che riferendosi ai singoli casi speciali.

I corpi esaminati in questa serie di esperienze furono 4.

a). *Ferro di Svezia.* — (Fig. da 1 a 5 della tavola I). Questo campione era stato sottoposto a ricottura parecchi anni prima, ed ho creduto opportuno non ricuocerlo ora, giacchè la serie di molte centinaia di colpi alla quale doveva essere sottoposto durante le esperienze avrebbe certamente prodotto un graduale incrudimento, rendendo così incomparabili tra di loro le esperienze stesse. La perfetta concordanza che queste presentavano anche se ripetute a lunghi intervalli di tempo dopo che il pezzo era stato continuamente sollecitato, dimostra che nessuna sensibile variazione permanente interveniva mai nella struttura del ferro.

Il pezzo era cilindrico. Lunghezza cm. 99,15, diametro cm. 0,646.

1) Come è detto al § 12 non è possibile riportare per esteso tutti i numeri ottenuti. Le esperienze sono in parte riassunte nelle figure delle tavole. Le figure il cui numero d'ordine porta l' indice *a* rappresentano le linee magnetiche; quelle coll' indice *b* le linee delle variazioni riferite all' ascissa H; quelle coll' indice *c* le stesse riferite all' ascissa B.

β). *Acciaio Glisenti* (Brescia) *non temperato*, fu ricotto dopo la lavorazione. Lunghezza cm. 60,35, diametro cm. 0,612.

γ). *Acciaio Allevard* (francese) fig. da 6 a 10 della tavola II) *non temperato;* fu usato come fu spedito dalla fabbrica. Lunghezza cm. 61,30. Diametro cm. 0,598 [1]).

δ). *Acciaio Allevard temperato;* (fig. da 11 a 15 della tavola III). Lunghezza cm. 61,30, diametro cm. 0,622.

Anche per questi acciai fu ripetutamente verificata la invariabilità durante tutta la serie di esperienze.

I risultati relativi all'acciaio Glisenti e all'Allevard non temperati differiscono pochissimo; perciò, salvo per qualche considerazione speciale (V. § 40) non prenderò in considerazione che l'Allevard sul quale ho eseguito una serie più estesa di misure.

Per ciascuno dei tre corpi, che indicherò semplicemente colle denominazioni: *ferro, acciaio, acciaio temperato*, ho eseguito le esperienze con 5 limiti diversi di magnetizzazione da valori assai deboli fin verso la saturazione.

Ciascuno dei cicli simmetrici fu esaminato in modo completo dal punto di vista della stabilità; inoltre entro quasi tutti i cicli stessi si tracciarono alcune delle linee ascendenti asimmetriche ed in parecchi casi, onde ben stabilire l'andamento del fenomeno, se ne tracciò un gran numero.

I valori della forza magnetizzante e dell'induzione (H e $B = 4\pi I$), estremi di ciascun ciclo, ossia quelli che corrispondono al vertice del ciclo stesso, saranno sempre distinti dall'indice *m* (H_m, B_m).

Anche i dati dei §§ seguenti si riferiscono esclusivamente alle *variazioni iniziali*.

Le tavole contengono i diagrammi magnetici e quelli delle variazioni in piccola scala, riprodotti da quelli in iscala molto maggiore, i quali hanno servito a calcolare molti dei valori che discuterò nei paragrafi seguenti.

1) La Signora Curie nel suo citato lavoro riporta le seguenti 8 analisi dell'acciaio Allevard

Tungsteno	5,52	4,92	5,84
Carbonio	0,591	0,617	0,590
Silicio	0,018	0,027	0,090
Manganese	0,320	0,270	0,580

L' urto nelle esperienze cui si riferiscono i risultati che seguono era prodotto pel ferro dalla caduta del peso (V. § 8) da una distanza di cm. 34,7, per l' acciaio da 49,8.

a). Processi ciclici simmetrici.

33. *Variazione della magnetizzazione estrema* (B_m). — Le variazioni al vertice di ogni ciclo sono, come ho detto, sempre positive. I valori assoluti considerati in funzione dell' H estremo (H_m) vanno crescendo rapidamente, raggiungono un valor massimo per piccoli valori di H_m nel ferro dolce (circa 3), per valori maggiori nell' acciaio (25) ed ancor maggiori nell' acciaio temperato (75), indi decrescono rapidamente.

Questa differenza tra i diversi metalli non è da attribuirsi che in parte alla diversa rapidità con cui, al crescere della forza magnetizzante H_m, essi tendono alla saturazione, giacchè, se in luogo di considerare la variazione in funzione di H_m, la consideriamo in funzione del corrispondente B_m (approssimato) troviamo che la differenza non scompare, e precisamente che il valor massimo è raggiunto nel ferro (F) per $B_m = 3500$, nell' acciaio (A) per $B_m = 5000$ e nell' acciaio temperato (AT) per $B_m = 8000$ circa, cioè per gradi di saturazione assai diversi (fig. 26). La variazione relativa $\frac{\Delta B_m}{B_m}$ va invece sempre decrescendo al crescere di H_m o di B_m.

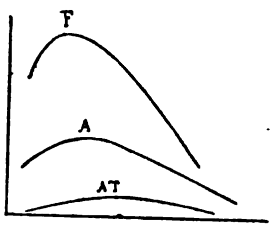


Fig. 26.

Nella seguente tabella sono raccolti i dati su cui sono basate le precedenti considerazioni.

TABELLA I.

Ferro				Acciaio				Acciaio temperato			
H_m	B_m	ΔB_m	$\frac{\Delta B_m}{B_m}$	H_m	B_m	ΔB_m	$\frac{\Delta B_m}{B_m}$	H_m	B_m	ΔB_m	$\frac{\Delta B_m}{B_m}$
1,67	1500	+526	0,350	20	1210	172	0,143	25	1280	20	0,0154
2,92	3970	600	0,150	35	7080	243	0,034	62,5	6200	39	0,0063
5,01	7550	513	0,068	50	11000	180	0,016	75	9100	40	0,0044
16,67	14000	188	0,010	65	12800	118	0,009	100	12300	23,5	0,0019
50,06	16000	87	0,002	125	15700	46	0,003	150	14100	8,5	0,0006

34. *Punto neutro.* — Per ciascun corpo l' ascissa H_0 del punto neutro è funzione anch' essa dell' H_m che definisce il ciclo, come è mostrato dalla Tabella II.

TABELLA II.

Ferro				Acciaio				Acciaio temperato			
H_m	H_0	$H_m - H_0$	$\frac{H_m - H_0}{H_m}$	H_m	H_0	$H_m - H_0$	$\frac{H_m - H_0}{H_m}$	H_m	H_0	$H_m - H_0$	$\frac{H_m - H_0}{H_m}$
1,67	0,59	1,08	0,65	20	15,0	5,0	0,25	25	21,3	3,7	0,16
2,92	1,68	1,24	0,42	35	29,7	5,3	0,16	62,5	57,2	5,3	0,09
5,01	3,56	1,45	0,29	50	43,7	6,3	0,13	75	68,3	6,7	0,09
16,67	14,25	2,42	0,14	65	57,6	7,4	0,11	100	93,3	6,7	0,07
50,06	45,00	5,06	0,10	125	114,7	10,3	0,08	150	138,8	11,2	0,07

Le differenze $H_m - H_0$ indicano che in tutti i corpi la variazione dovuta all' urto tende a zero tanto men rapidamente quanto maggiore è H_m cioè quanto più vicina è la saturazione. Invece i numeri dell' ultima colonna mostrano che, rispetto all' estensione totale del ciclo discendente, la parte lungo la quale la magnetizzazione aumenta per effetto dell' urto, ha importanza grande nel ferro, minore nell' acciaio ed ancor minore nell' acciaio temperato, ma in ogni caso decrescente al crescere di H_m. Nei più piccoli cicli esaminati nel ferro l' aumento si ha per 2 terzi del campo di variazione di H, nell' acciaio per $^1/_4$, nell' acciaio temperato per meno di $^1/_6$;

pei cicli maggiori si scende invece a un decimo, ed anche più sotto. La tempra ha poco effetto sul valore assoluto della differenza $H_m - H_0$, mentre diminuisce sensibilmente il rapporto tra questa ed H_m.

Questi dati, specie relativamente al ferro, confermano quanto è detto al § 27 a proposito di alcune considerazioni dell' Ewing e del Wiedemann.

Se invece del discendente, consideriamo il processo di magnetizzazione ascendente, dovremo ripetere le medesime osservazioni per il punto nel quale la variazione ΔB passa dai valori negativi ai positivi.

35. *Punto di massima instabilità.* — Dopo il punto neutro, come si è detto al § 13, l' instabilità va crescendo al decrescere della forza magnetizzante, fino a raggiungere un massimo per un valore negativo di questa. Questo massimo, ben accentuato per le alte magnetizzazioni, va man mano attenuandosi e scompare per le più deboli. Solo nella prima delle cinque serie di esperienze eseguite sopra ciascuno dei tre metalli manca il massimo; i diagrammi dell' acciaio ne conservano ancora una piccola traccia (V. fig. 10*b* della tavola II). Considerando le linee normali (o di inversione) di ciascun pezzo (fig. 27) appare manifesto che il massimo manca finchè la magnetizzazione B_m rimane nel primo tratto della linea stessa, compreso tra l' origine ed il punto di inflessione A. Il punto A pei diversi corpi ha diverse ascisse, ma per tutti ha ordinate (B) comprese tra 3000 e 4000 unità.

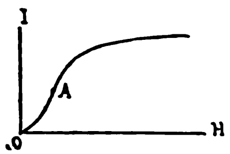


Fig. 27.

Nella tabella III sono raccolti nella 1ª e 2ª colonna i valori H_m e B_m che definiscono il ciclo, nella 3ª la variazione massima $\Delta_m B$, nella 4ª il corrispondente valore della forza magnetizzante (H_1); nella 5ª la forza coercitiva H_c propria al ciclo $H_m B_m$, nella 6ª la differenza tra le due ultime.

TABELLA III.

1 H_m	2 B_m	3 $\Delta_m B$	4 H_1	5 H_c	6 $H_c - H_1$	7 $\frac{H_c - H_1}{H_c}$
			Ferro			
2,92	3980	680	— 1,55	— 1,32	— 0,25	— 0,16
5,01	7530	836	— 1,65	— 1,83	+ 0,18	+ 0,10
16,69	14000	931	— 1,72	— 2,44	+ 0,72	+ 0,29
50,06	15970	980	— 1,80	— 2,49	+ 0,69	+ 0,28
			Acciaio			
35,0	7080	352	— 22,0	— 20,7	— 1,3	— 0,063
50,0	11030	480	— 24,4	— 26,1	+ 1,7	+ 0,065
65,0	12810	455	— 26,5	— 28,0	+ 1,5	+ 0,054
125,0	15720	456	— 28,0	— 29,2	+ 1,2	+ 0,041
			Acciaio temperato			
62,5	6170	72,0	— 39,7	— 34,7	— 5,0	— 0,140
75,0	9100	89,3	— 47,0	— 46,6	— 0,4	+ 0,008
100,0	12250	87,8	— 52,0	— 56,4	+ 4,4	+ 0,078
150,0	14120	88,2	— 50,0	— 61,6	+11,6	+ 0,188

Da questi dati risulta:

I. (Colonna 3ª). — Per ciascun corpo (e specialmente per i due ultimi), il valore assoluto della instabilità massima varia assai poco al crescere dell' ampiezza del ciclo; solo quando questa sia assai piccola si hanno notevoli differenze.

II. (Colonne 4ª, 5ª, 6ª). — La forza magnetizzante corrispondente alla instabilità massima è, (come è accennato al § 13) sempre assai prossima alla forza coercitiva ($B = 0$); ma in tutti i corpi è più grande (in valore assoluto) ($B < 0$) quando il ciclo è piccolo, è più piccola ($B > 0$) quand' esso è grande.

III. I valori assoluti della differenza (colonna 6ª) tra la forza coercitiva e l' ascissa di massima variazione sono minimi

per il ferro, massimi per l' acciaio temperato; ma in rapporto al valore della forza coercitiva (colonna 7ª) essi sono minori nell' acciaio che nel ferro, mentre la tempra pare abbia la tendenza ad aumentarli; inoltre, mentre nel ferro e nell' acciaio le differenze sembrano tendere ad un valore costante all' ingrandirsi del ciclo, nell' acciaio temprato si verifica fino all' ultimo valore un rapido aumento.

Da quest' ultima osservazione segue che, l' acciaio non temprato presenta la massima instabilità in punti assai prossimi al limite della regione del magnetismo permanente (V. § 23) (a circa $^1/_{18}$ della f. c.), mentre il temprato la presenta in punti ben addentro nella zona stessa (a circa $^1/_8$).

È probabile che il massimo, prima di scomparire, mentre va attenuandosi, vada man mano spostandosi sempre più a sinistra per cicli compresi tra quelli delle figure (Vedi tavola fig. 10*b*) relative ai due cicli più piccoli di ciascun corpo, sino a confondersi col vertice del ciclo delle variazioni.

b). Processi ciclici asimmetrici.

36. *Linee neutre* (V. § 16). — Prendiamo in esame i cicli magnetici, già considerati al § 15, che si ottengono scendendo dal vertice V di uno dei cicli simmetrici e risalendo verso V da un punto qualunque di regresso A (V. fig. 11).

I diagrammi magnetici e quelli delle variazioni corrispondenti sono raccolti nelle tavole I, II, III; le freccie di cui sono munite le linee, indicano il verso del processo.

Raccolgo nella Tab. IV per alcuni casi le ascisse (H_r) dei punti di regresso, quelle (H_n) dei punti di stabilità perfetta e la loro differenza. Prendendo le H_n per ascisse e le differenze $\Delta = H_n - H_r$ per ordinate si può tracciare una curva la quale serve a risolvere il seguente problema:

Trovare il punto di regresso fino al quale si deve condurre la magnetizzazione per poter giungere ad un dato punto (di ascissa H_n) della linea neutra scelto ad arbitrio.

TABELLA IV.

H_r	H_n	H_n-H_r	H_r	H_n	H_n-H_r	H_r	H_n	H_n-H_r
				Ferro				
(H_m = 5,01)			(H_m = 16,69)			(H_m = 50,06)		
+2,29	+3,13	+0,84	+ 4,17	+ 7,50	+3,33	+19,61	+25,20	+5,59
+1,04	+2,33	1,29	0,00	+ 1,86	1,86	0,00	+ 1,79	1,79
0,00	+1,38	1,38	— 4,17	— 2,43	1,74	— 1,21	+ 0,46	1,67
—0,35	+1,03	1,38	— 8,34	— 6,00	2,34	— 2,88	— 1,13	1,75
—0,79	+0,46	1,25	—12,52	—10,00	2,52	— 5,42	— 3,71	1,71
—1,37	—0,06	1,31	—16,69	—14,18	2,51	— 9,80	— 7,98	1,82
—2,16	—0,81	1,35				—18,91	—16,50	2,41
—3,28	—1,93	1,35				—50,06	—43,60	6,46
—5,01	—3,52	1,49						
				Acciaio				
(H_m = 50)			(H_m = 65)			(H_m = 125)		
+25,0	+33,2	+ 8,2	+25,0	+36,0	+11,0	+ 25,0	+ 40,8	+15,8
0,0	+ 9,6	9,6	0,0	+10,9	10,9	0,0	+ 12,6	12,6
— 7,5	+ 1,5	10,0	—12,5	— 3,3	9,2	— 15,0	— 4,6	10,4
—15,0	— 6,8	8,2	—20,0	—12,3	7,7	— 25,0	— 18,3	6,7
—21,5	—15,0	6,5	—25,0	—18,6	6,4	— 30,0	— 24,8	5,7
—25,0	—19,0	6,0	—32,5	—27,0	5,5	— 35,0	— 29,9	5,1
—30,0	—24,2	5,8	—40,0	—34,1	5,9	— 45,0	— 40,2	4,8
—35,0	—29,7	5,3	—65,0	—57,2	7,8	—125,0	—113,5	11,5
—50,0	—43,4	6,6						
				Acciaio temperato				
(H_m = 75)			(H_m = 100)			(H_m = 150)		
0,0	+ 8,4	+ 8,4	0,0	+ 9,8	+ 9,8	0,0	+ 12,5	+12,6
—15,0	— 7,2	7,8	— 30,0	—22,5	7,5	— 25,0	— 15,1	9,9
—30,0	—23,0	7,0	— 50,0	—44,7	5,3	— 35,0	— 27,5	7,5
—45,0	—39,5	5,5	— 65,0	—59,9	5,1	— 45,0	— 38,7	6,3
—55,0	—49,2	5,8	— 75,0	—68,8	6,2	— 65,0	— 59,9	5,1
—62,5	—55,7	6,8	—100,0	—91,9	8,1	— 75,0	— 69,6	5,4
—75,0	—66,2	6,2				—100,0	— 92,9	7,1
						—150,0	—141,0	9,0

Da questa tabella segue:

I. L'andamento dei valori $H_n - H_r$ è analogo nei diversi corpi, tende cioè a verificarsi un massimo per H_r posi-

tivi, un minimo per H_r prossimi al valore della forza coercitiva.

II. I valori assoluti della differenza stessa nell'acciaio sono assai maggiori che nel ferro, e la tempra non sembra farli variare in modo apprezzabile. Invece il rapporto tra i valori stessi e quelli della forza coercitiva è assai più piccolo nell'acciaio che nel ferro, e la tempra lo riduce alla metà. Onde la linea neutra, in relazione alla *larghezza* dei cicli magnetici (misurata dalla forza coercitiva) si trova assai prossima al ciclo nell'acciaio temprato, più lontana nel non temprato ed ancor più nel ferro. In altri termini per passare da un punto del processo magnetico scendente dal vertice del ciclo ad un punto della linea neutra occorre retrocedere colla forza magnetizzante *relativamente* poco quando si tratti di acciaio temprato, più pel non temprato e più ancora pel ferro.

Infine l'area racchiusa dalle due linee neutre principali nel ferro è una piccola frazione dell'area totale dei cicli (10-15 °/₀) mentre negli acciai giunge all'80 e al 90 °/₀. Ossia il campo della stabilità perfetta (V. § 47) è assai più ristretto nel ferro che nell'acciaio.

37. *Spostamento della linea neutra* (§ 19). — Lo spostamento dovuto all'aumentare dell'urto avviene in tutti i corpi studiati nel medesimo senso. Passando dalla caduta di 34c.7 a quella di 49.3, lo spostamento, misurato in unità di forza magnetica, cioè nella direzione dell'asse delle ascisse, non è costante per tutti i punti della linea neutra, come risulta evidente dal fatto che la linea primitiva e la spostata hanno un punto comune (V. § 19); tuttavia, se si escludono le parti estreme, esso varia assai poco; nè varia molto nemmeno coll'avvicinarsi alla saturazione (aumenta ma assai lentamente). I suoi valori assoluti medi sono i seguenti:

Ferro	da	0,2	a	0,3
Acciaio	da	2,0	a	3,0
Acciaio temprato	da	3,0	a	3,5

Questi valori assoluti sono crescenti nell' ordine in cui sono scritti. Ma lo spostamento della linea neutra relativamente alla larghezza del ciclo o alla distanza tra le due linee neutre principali, contata lungo l' asse delle ascisse, è dal 10 al 15 %, nel ferro, dall' 8 al 10 nell' acciaio e scende nell' acciaio temperato fino al 5 e al 6 %.

Gli effetti di tali spostamenti si possono dedurre dai diagrammi delle variazioni quando in corrispondenza di un medesimo processo magnetico ascendente sieno tracciate (come nella fig. 2*b* della tavola I) le due linee delle variazioni dovute a colpi deboli e forti; la prima sia la punteggiata (fig. 28) la seconda

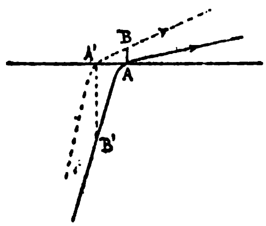


Fig. 28.

sia la continua. Nel punto A, insensibile ai colpi forti, i deboli producono l' effetto positivo AB; in A', insensibile ai deboli, il forte produce l' effetto negativo A' B'. Dall' andamento delle curve delle figure contrassegnate nella tavola dall' indice *b*, si vede subito che il primo effetto è minore del secondo; ma, più che pel ferro, la differenza è notevole per l' acciaio ed assai grande pel temperato nel quale la parte negativa della linea sale molto rapidamente, la positiva molto lentamente come appunto è disegnato nella fig. 28.

Ammettendo dunque che non si superi l' intensità dell'urto cui si riferisce la linea continua, il punto A rappresenta uno stato di variabilità minore che non il punto A'.

Nel modo indicato al § 20, ho determinato direttamente pel ferro in diversi casi il valore di A B variando l' intensità dell' urto; ho ottenuto pel ferro le seguenti variazioni in funzione della distanza di caduta.

TABELLA V.

Distanza di caduta	H_m = 1,67	H_m = 2,92	H_m = 5,01	H_m = 16,69	H_m = 50,06
10 cm.	53,2	67,9	83,3	79,8	75,6
20	61,6	82,6	123,9	135,1	112,7
30	42,3	60,7	96,6	121,8	116,2
40	30,1	30,8	84,7	80,5	67,9
49,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

Queste variazioni sono piccole se si confrontano colle massime dei cicli che giungono sopra a 1300 unità; esse presentano un andamento ben definito con un massimo in vicinanza della distanza di caduta di 20 cm. (V. fig. 29) con tendenza

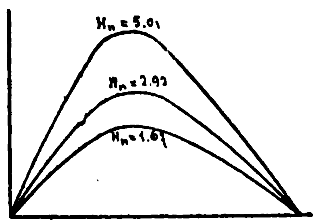


Fig. 29.

a crescere col crescere di H_m, sino a raggiungere un massimo e diminuire poi alquanto verso la saturazione.

Altre esperienze sull' acciaio diedero risultati analoghi, salvo che le variazioni furono trovate assai minori non solo in valore assoluto, ma anche in rapporto alle variazioni massime osservate. Operando come pel ferro si otterrebbero variazioni massime di circa 25 a 35 unità (positive) sull'acciaio, di sole 2 o 3 per l' acciaio temperato.

Se invece considerassimo lo stato insensibile ai colpi deboli, otterremmo nel modo stesso delle variazioni negative coi forti; nel ferro queste hanno presso a poco il medesimo valore assoluto delle precedenti positive perchè le curve ascendenti delle figure 1_b 2_b ecc. (V. tavola I), quando attraversano l' asse delle ascisse, sono pressochè rettilinee. Nell' acciaio in-

vece tali variazioni negative sono maggiori delle positive, invece che a 25 o 35 giungono a 50 e 60, e differenza ancor maggiore si ha nell'acciaio temperato dove da 2 si sale a 8 e 10; ciò conformemente all'osservazione fatta più sopra.

c). Magnetismo permanente.

38. In quanto precede è implicitamente contenuto lo studio completo della stabilità del magnetismo permanente; ma questo importante caso particolare merita un' analisi speciale.

Ammetto dapprima che si segua il processo ordinario per magnetizzare permanentemente il pezzo. Si porta la forza magnetizzante, mediante la corrente, ad un valore massimo che poi si annulla interrompendo il circuito o, meglio, diminuendo gradatamente fino a zero la corrente magnetizzante. Il valore del magnetismo residuo che si ottiene dipende essenzialmente, per un dato materiale ed una data forza magnetizzante applicata, dalla forma del pezzo e, supposta una forma cilindrica, dal rapporto tra la lunghezza ed il diametro del cilindro.

Sui diagrammi *a* delle figure (disegnate in grande scala) tracciando le rette inclinate a seconda del fattore smagnetizzante, si possono dedurre facilmente i valori della magnetizzazione residua nei diversi casi, se sulle figure si leggono le ordinate dei punti di incontro di quelle rette colla linea magnetica. Si suppone così implicitamente di partire sempre dal vertice V. cioè da un medesimo stato magnetico estremo.

È però da notarsi che per ottenere questo medesimo stato in corpi di diversa forma occorre *applicare* forze magnetizzanti tanto maggiori quanto maggiore è l'azione smagnetizzante, tali cioè che, composte con questa, dieno come risultante sempre la medesima ascissa del punto V (fig. 30). Il valore della forza da applicarsi si calcola graficamente conducendo da V la parallela alla retta corrispondente al valore di N proprio al corpo in questione; il segmento

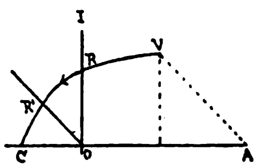


Fig. 30.

compreso tra l' origine 0 e il punto d' incontro A di questa parallela coll' asse delle ascisse rappresenta la forza da applicarsi (fig. 30).

Quando ad un pezzo si voglia dare la massima magnetizzazione possibile si segue appunto tale procedimento.

Può darsi però che si disponga di una forza magnetizzante massima determinata O B (fig. 31) la quale darebbe luogo al

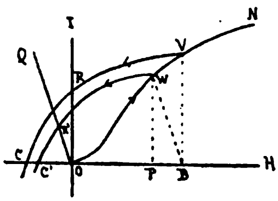


Fig. 31.

ciclo V R C in un circuito magnetico perfetto; in tal caso la forza magnetizzante risultante diminuisce al crescer del fattore smagnetizzante, perciò la linea discendente non fa più parte del ciclo V R' C, ma di un ciclo minore W R' C' la cui ascissa estrema O P è la risultante della forza magnetizzante applicata e della smagnetizzante propria al dato cilindro ; e si determina conducendo da B la parallela alla O Q fino ad incontrare (in W) la curva normale O V N. L' ascissa di W è il valor cercato. Avendo studiato per ogni metallo, la serie dei cicli decrescenti, siamo in grado di dedurre anche in questo caso le proprietà di corpi di diversa forma.

È però da notarsi che quando si spinga la magnetizzazione verso la saturazione, come si tende a fare se si vuol preparare un magnete permanente, i cicli corrispondenti a forze magnetizzanti assai diverse tra di loro, purchè assai grandi, sensibilmente si sovrappongono, e perciò questo secondo caso non differisce dal primo.

39. *Variazione relativa.* — Nella tabella VI sono raccolti i valori della variazione relativa dedotta nel modo descritto dalle figure disegnate su grande scala. Nella 1ª colonna (N) è scritto il fattore smagnetizzante, nella 2ª (λ)

la lunghezza, espressa in diametri, dei cilindri cui corrispondono i valori N del fattore smagnetizzante.

Le colonne H_a danno la forza magnetizzante che si deve applicare a ciascuno di questi cilindri per ottenere la corrispondente magnetizzazione; essa è dedotta nel modo ora detto dai 5 diversi cicli tracciati per ciascuna sostanza; le colonne $\frac{\Delta B}{B}$ danno la variazione relativa della magnetizzazione dedotta anch' essa dai diagrammi *b* (V. tavole).

Le considerazioni esposte al § 22 impediscono di tener conto per il ferro dei numeri relativi a lunghezze inferiori a 50 ($N > 0{,}016$); già per queste lunghezze si hanno variazioni relative tali che non si può ammettere abbastanza rigorosa la deduzione fatta. Pel caso dell'acciaio e dell'acciaio temperato si può invece spingere il calcolo anche a lunghezze assai minori.

TABELLA VI.

	N	λ	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$
FERRO			$H_m = 1{,}67$		$H_m = 2{,}92$		$H_m = 5{,}01$		$H_m = 16{,}67$		$H_m = 50{,}06$	
	0,0000	∞	1,5	0,15	2,4	0,11	3,8	0,076	15,5	0,056	47,7	0,059
	0,0020	150	1,7	0,23	2,9	0,16	5,0	0,111	16,7	0,100	50,1	0,113
	0,0045	100	1,9	0,31	3,5	0,24	6,4	0,205	20,6	0,196	53,5	0,211
	0,0069	80	2,2	0,41	4,5	0,32	7,9	0,307	23,0	0,276	56,2	0,298
	0,0118	60	3,0	0,57	6,1	0,50	10,9	0,500	28,5	0,431	62,7	0,453
	0.0162	50	3,5	0,73	7,5	0,68	13,8	0,633	34,7	0,583	68,7	0,615
	0,0238	40	4,4	1,01	10,0	0,97	18,1	0,930	42,1	0,800	77,9	0,841
	0,0393	30	6,3	1,68	14,8	1,50	27,3	1,500	59,5	1,250	97,7	1,170
	0,0775	20	10,8	2,77	26,9	2,90	50,2	2,807	102,5	2,297	146,7	2,500
ACCIAIO			$H_m = 20$		$H_m = 35$		$H_m = 50$		$H_m = 65$		$H_m = 125$	
	0,0000	∞	19,7	0,099	32,5	0,032	46,2	0,025	60,5	0,024	119,5	
	0,0045	100	20,0	0,109	35,0	0,036	50,0	0,028	65,0	0,027	125,0	0,024
	0,0089	70	21,1	0,121	37,4	0,040	53,9	0,030	69,5	0,031	130,6	0,026
	0,0162	50	22,3	0,143	41,7	0,046	60,6	0,037	77,6	0,037	140,0	0,029
	0,0238	40	23,5	0,163	47,0	0,054	67,2	0,045	85,4	0,047	159,2	0,034
	0,0393	30	26,6	0,209	54,6	0,070	80,8	0,063	101,3	0,060	168,7	0,039
	0,0533	25	27,9	0,269	62,6	0,086	93,0	0,082	116,0	0,078	187,1	0,055
	0,0775	20	31,8	0,351	75,8	0,116	114,4	0,116	141,1	0,112	216,6	0,074
	0,1206	15	36,7	0,478	100,7	0,168	152,2	0,174	186,0	0,174	270,0	0,108
	0,2160	10	53,1	0,798	154,5	0,256	234,7	0,301	281,0	0,303	389,0	0,159
												0,284

TABELLA VI. *(seguito)*.

	N	λ	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$	H_a	$\frac{\Delta B}{B}$
ACCIAIO TEMPERATO			$H_m = 25$		$H_m = 62,5$		$H_m = 75$		$H_m = 100$		$H_m = 150$	
	0,0000	∞	24,8	0,039	60,5	0,0061	71,9	0,00360	95,7	0,00271	144,9	0,00253
	0,0045	100	25,0	0,042	62,5	0,0066	75,0	0,00393	100,0	0,00298	150,0	0,00270
	0,0089	70	25,7	0,046	64,8	0,0069	78,3	0,00424	104,3	0,00322	154,9	0,00297
	0,0162	50	26,5	0,055	68,7	0,0070	83,9	0,00491	111,8	0,00376	163,2	0,00342
	0,0238	40	27,2	0,064	72,4	0,0085	89,3	0,00576	119,0	0,00458	171,7	0,00406
	0,0393	30	28,9	0,080	79,8	0,0100	100,4	0,00769	144,1	0,00656	189,1	0,00578
	0,0533	25	30,2	0,094	86,9	0,0118	110,7	0,00924	149,7	0,00850	204,8	0,00749
	0,0775	20	32,8	0,115	98,9	0,0151	128,2	0,01317	171,5	0,01185	232,2	0,01013
	0,1206	15	37,3	0,167	120,5	0,0202	159,4	0,01973	203,7	0,01787	280,4	0,01680
	0,2160	10	46,9	0,257	167,6	0,0361	228,5	0,03430	306,7	0,03044	387,3	0,02680

Il numero 68,7 scritto nell' ultima colonna H_a (ferro) significa, ad esempio, che è necessario far salire il campo fino a 68,7 unità C. G. S. per descrivere col pezzo lungo 50 diametri il ciclo che, con un circuito magnetico perfetto, verrebbe descritto mediante un campo massimo di sole 47,7 unità

Si può dalla tabella VI dedurre anche la variazione relativa che si otterrebbe con un *medesimo campo applicato* a pezzi di diversa lunghezza λ. Ad esempio nell' ultima colonna H_a relativa all' acciaio temperato troviamo il numero 171,8, un numero pressochè uguale (171,5) si trova anche nella penultima; col campo di 171 unità C. G. S. si ottiene dunque nel pezzo di 40 diametri una variazione del magnetismo permanente del 4 per mille; e nel pezzo di 20 diametri una variazione del 12 per mille circa. Nel 1° caso il ciclo di magnetizzazione è però diverso che nel secondo.

Dalla tabella VI segue:

I. In un circuito magnetico perfetto (N=0) la stabilità del magnetismo residuo del ferro è paragonabile a quella dell' acciaio. Infatti le variazioni per valori elevati del campo H_m sono pressochè doppie di quelle dell' acciaio.

II. Al crescere del fattore smagnetizzante la variazione relativa cresce dapprima lentamente poi man mano più rapidamente; nel ferro l' aumento lento dura da $\lambda = \infty$ a $\lambda = 50$ circa, nell'acciaio e nell'acciaio temperato continua fin verso 40.

L' aumento è rapidissimo nel ferro, più lento nell' acciaio; mentre per $\lambda = \infty$ la variazione nel primo è circa doppia, per $\lambda = 100$ è già diventata 8 volte maggiore. Perciò il vantaggio dell' acciaio sul ferro cresce assai rapidamente al diminuire della lunghezza.

III. Nell' acciaio temperato invece la legge con cui aumenta la variazione $\frac{\Delta B}{B}$ al crescere di N è quasi identica a quella dell' acciaio non temperato. La tempra aumenta la stabilità, in ogni caso, nel rapporto approssimato di 1 a 10; le differenze di questo rapporto per le diverse lunghezze sono assai piccole.

IV. Al crescere della forza magnetizzante H_m da 0 a ∞, la variazione relativa dapprima diminuisce rapidamente poi assai lentamente, anzi nel ferro essa, verso la saturazione, tende ad aumentare. Un analogo aumento potrebbe verificarsi forse anche nell' acciaio se le forze magnetizzanti adoperate fossero state tali da avvicinarlo alla saturazione quanto il ferro.

Se consideriamo il campo applicato abbiamo sempre una diminuzione del rapporto $\frac{\Delta B}{B}$ da $H_m = 20$ ad $H_m = 125$ entro i medesimi limiti nel ferro si ha pure sempre una diminuzione. È probabilmente questo fatto che ha indotto il Wiedemann (l. c.) a credere che l' instabilità relativa cresce nel ferro al crescer del campo mentre diminuisce nell' acciaio. È un altro esempio da aggiungersi a quelli citati al § 31 di una falsa generalizzazione. Tale differenza non si trova quando si allarghino i limiti della ricerca.

40. *Confronto di due acciai.* — Generalmente per confrontare tra di loro due acciai dal punto di vista della stabilità [1]) si preparano due campioni di ugual forma e si esamina la variazione che il loro magnetismo permanente subisce per uno o più urti determinati. Questo metodo può condurre a risultati erronei. Ce ne persuadiamo facilmente ponendo a confronto i numeri della tabella che si riferiscono all' acciaio

1) V. ad esempio, *Curie* Bullettin de la soc. d' encour. pour l'ind. Janv. 1898.

Allevard con quelli ottenuti per l' acciaio Glisenti il quale come ho detto (§ 32) ha un comportamento del tutto analogo.

TABELLA VII.

N	λ	$H_m = 50$		$H_m = 100$	
		A	G	A	G
0,0000	∞	2,5 %	2,2 %	2,4 %	2,1 %
0,0045	100	2,8	2,4	2,6	2,3
0,0089	70	3,0	2,8	3,0	2,6
0,0162	50	3,7	3,4	3,5	3,2
0,0238	40	4,5	4,2	4,1	4,0
0,0393	30	6,3	6,5	5,7	5,9
0,0533	25	8,2	9,0	7,6	7,8
0,0775	20	11,6	11,4	10,9	11,1
0,1206	15	17,4	17,4	16,5	17,0
0,2160	10	30,1	30,1	29,2	30,3

Per i valori $H_m = 50$ $H_m = 100$ nella tabella VII sono scritte le variazioni relative dell' acciaio Allevard (A) e del Glisenti (G) in corrispondenza ai diversi valori di N e di λ. Mentre appare evidente la stretta analogia tra i due metalli, si nota che nel caso di $H_m = 50$ la stabilità è sensibilmente maggiore nel Glisenti per piccoli valori di N mentre per valori grandi i due acciai danno le medesime variazioni relative. Invece nel caso di $H_m = 100$ l' acciaio Glisenti è più stabile fino $N = 0{,}024$ ($\lambda = 40$) circa, mentre al di là di questo limite è più stabile l' Allevard. Le differenze in questo caso non sono grandi ma bastano per dimostrare che i saggi fatti sopra un pezzo di determinata forma (determinato valore di N) non hanno alcun valore generale. Dovendosi costruire coi due acciai esaminati dei magneti permanenti si dovrebbe preferire il Glisenti per tutte le forme cui corrisponde un valore di $N < 0{,}024$, invece per tutte quelle per le quali $N > 0{,}024$ sarebbe da preferirsi l' acciaio Allevard.

Per fare un saggio completo si dovrà dunque studiare la stabilità in parecchi punti della linea magnetica discendente contenuti nel secondo quadrante, in modo da poter tracciare

il diagramma delle variazioni corrispondenti al tratto stesso. Questo procedimento non presenta alcuna difficoltà nè richiede molte misure.

Per quanto è detto al § 26 basta poi esaminare l'effetto dei due primi colpi; la variazione totale è data poi da $(K+1)\Delta_1$, dove Δ_1 è la variazione iniziale e la K è calcolata colle (27) del § 26. D'altronde il valore di K è assai poco diverso da un metallo all'altro (v. § 27) quindi generalmente si può ritenere sufficiente osservare l'effetto del primo colpo.

41. *Magneti permanenti di stabilità perfetta.* — Al § 25 è dimostrato che con qualunque materiale si può raggiungere, mediante opportuno processo magnetico una magnetizzazione permanente di stabilità perfetta. Quando si segua tale processo tutti i materiali si equivalgono riguardo alla stabilità.

Ma tale stabilità perfetta non si può raggiungere che con un certo sacrificio del valore della magnetizzazione permanente. Ond'è che sarà preferibile, quando si vogliano magneti stabili e di grande intensità, quel materiale che raggiunge la stabilità perfetta col minimo sagrificio.

I diagrammi magnetici delle tavole I, II, III permettono di valutare in ogni caso questa perdita di magnetismo che è la differenza tra le ordinate dei punti dove la retta OR', (fig. 32) inclinata sull'asse delle ordinate a seconda del fattore smagnetizzante, taglia la linea magnetica discendente in R' e la linea neutra in S. Nell'eseguire questa deduzione notiamo che, trattandosi di punti nei quali la variazione è nulla, non si deve più fare la restrizione accennata al § 22; i risultati sono rigorosamente applicabili qualunque sia il valore del fattore N.

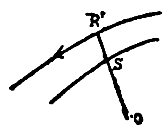


Fig. 32.

Nella tabella VIII sono raccolti alcuni dei valori della diminuzione percentuale del magnetismo permanente necessaria a raggiungere la perfetta stabilità.

TABELLA VIII.

N	λ	Ferro			Acciaio A			Acciaio G		Acciaio temper.		
		H_m =			H_m =			H_m =		H_m =		
		50,1	16,7	5,0	125	65	50	100	50	150	100	75
0,0000	∞	53	47	26	8,2	7,3	6,2	8,7	6,1	1,5	2,1	2,7
0,0020	150	65	63	58	—	—	—	—	—	—	—	—
0,0045	100	65	63	65	9,4	7,9	7,0	10,3	9,2	1,7	2,2	3,7
0,0069	80	66	62	65	—	—	—	—	—	—	—	—
0,0089	70	—	—	—	10,4	10,1	7,6	13,1	12,5	2,0	2,2	3,7
0,0118	60	66	63	66	10,3	12,2	8,6	15,3	16,3	2,2	2,7	4,2
0,0162	50	65	64	64	12,4	15,8	10,6	16,6	16,8	2,9	2,9	4,5
0,0238	40	65	62	65	—	—	—	—	—	—	—	—
0,0393	30	66	61	64	18,6	17,9	15,7	20,5	20,2	4,2	4,0	5,4
0,0533	25	—	—	—	19,3	19,3	18,0	22,4	22,2	6,0	5,9	6,1
0,0775	20	66	60	60	19,4	19,6	19,0	22,6	21,1	8,5	7,3	6,2
0,1206	15	—	—	—	21,6	19,0	19,3	22,2	20,5	9,1	9,3	7,7
0,2160	10	—	—	—	18,6	19,1	20,8	22,4	—	10,2	9,1	8,4

Le diminuzioni si aggirano intorno al 65 % nel ferro, variando poco al variar della forza magnetizzante H_m ed al variare di N; solo per valori piccolissimi di N la diminuzione è sensibilmente minore.

Negli acciai invece la diminuzione, mentre varia ancor poco al variare di H_m, cresce notevolmente con N. Nell' acciaio non temperato l' aumento si limita ai minori valori di N, tendendo poi ad un limite prossimo al 20 %; nell' acciaio temprato l' aumento invece continua fino ai più grandi valori di N considerati. Anche qui si vede un graduale passaggio dalle proprietà del ferro dolce a quelle dell' acciaio temperato attraverso quelle dell' acciaio dolce.

Al diminuire di H_m nel ferro i valori decrescono solo pei primi valori di N, lo stesso accade nell' acciaio, ma la tendenza alla diminuzione si manifesta sino a valori di N assai maggiori; nell' acciaio temprato invece si ha sempre un sensibile aumento fino ad N abbastanza grandi; poi ha luogo una diminuzione.

È da notarsi che l' acciaio Glisenti, sotto questo punto di vista è sempre inferiore all' Allevard sebbene le differenze non sieno molto grandi.

La tempera ha l' effetto di ridurre grandemente la diminuzione in parola specialmente per i più piccoli valori di N ed i più grandi di H. Perciò anche sotto questo punto di vista è da preferirsi l' acciaio temperato. Le perdite per questo materiale non hanno importanza per i valori medi di N cui corrispondono diminuzioni inferiori al 5 %; queste evidentemente si possono sempre tollerare di fronte al vantaggio di aver raggiunta la stabilità perfetta. Una simile variazione potrà ad seempio, in un galvanometro a campo proprio, portare una diminuzione inferiore al 5 % nella sensibilità ciò che non può produrre alcun inconveniente. Anche per i maggiori valori di N ($\lambda = 10$) le diminuzioni nella maggior parte dei casi saranno tollerabili.

42. *Magneti non uniformi.* — Nei magneti permanenti reali dove esiste un intraferro più o meno importante la magnetizzazione non è uniforme.

Se prendiamo ad esempio, per semplicità, un cilindro, che presenta variazioni massime rispetto a tutte le forme contenenti piccoli intraferri, sappiamo che dal centro agli estremi la magnetizzazione decresce e che anche in una medesima sezione, nei cilindri corti, essa decresce dalla periferia al centro [1]).

Ora noi sappiamo che tutti gli effetti considerati sono funzione dell' intensità della magnetizzazione quindi essi procederanno in modo diverso nei diversi punti del magnete.

Qui considero solo ciò che riguarda la stabilità perfetta. Quando si fa variare il campo applicato in modo da raggiungere lo stato neutro della magnetizzazione in un punto, sarà essa raggiunta anche negli altri punti di diversa intensità magnetica? Se la risposta a questa domanda fosse affermativa, le cose fin qui dette varrebbero senz' altro anche pel magnete reale non uniforme; se no esse non potrebbero valere senz'altro che approssimatamente.

Le esperienze eseguite con diverse intensità del campo H_m ci permettono di rispondere alla questione.

1) V. M. Ascoli. Nuovo Cimento, Serie 4., vol. 1.

Supponiamo di operare sopra un cilindro abbastanza lungo perchè nel punto di mezzo l' azione smagnetizzante sia trascurabile. Per giungere colla magnetizzazione nel punto N di incontro dell' asse delle ordinate colla linea neutra, sarà necessario scendere fino ad un certo punto A (fig. 33) cioè dare al campo applicato un valore negativo A B. In un altro punto, il medesimo campo applicato OP (fig. 34) produrrà una

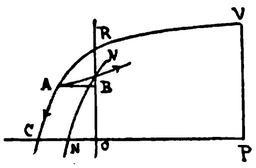


Fig. 33.

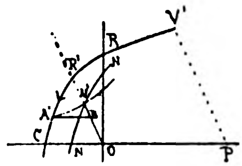


Fig. 34.

magnetizzazione minore (V') e descriverà un ciclo diverso V' R' C'; qui si deve giungere nel punto (N') d' incontro della linea neutra colla OX, parallela alla V' P; e perciò si deve partire da un certo punto A', cioè applicare un campo negativo A' B'. Se A' B' = A B ambedue i punti del corpo raggiungeranno insieme lo stato neutro. I diagrammi magnetici delle figure (V. tavole) ci danno il mezzo di misurare i due segmenti nei diversi casi con sufficiente approssimazione; per il caso dell' acciaio temperato, il loro valore, espresso in unità C. G. S. risultò, nei quattro cicli maggiori 8,0, 8,3, 8,0, 7,5 in corrispondenza di valori nel magnetismo residuo (11000 7000 3400 1600) assai diversi tra di loro. I valori ora citati differiscono assai poco l' un dall' altro malgrado le grandissime differenze nella magnetizzazione. Se si considera che lungo una sbarra d' acciaio la magnetizzazione presenta variazioni assai più piccole di quelle qui considerate si può concludere che, almeno con grande approssimazione, *in una sbarra d' acciaio temperato è possibile portare tutti i punti contemporaneamente alla condizione di stabilità perfetta.*

Per altre forme, dove la non uniformità sia minore ciò si verificherà con approssimazione ancor maggiore.

43. *Confronto tra diversi materiali portati alla stabilità perfetta.* — Come ho accennato sopra il confronto in questo

caso non può riguardare che la diminuzione discussa al § 41. Se eseguiamo questo confronto per i due acciai analoghi Allevard e Glisenti troviamo, come ho detto, che il Glisenti, il quale era superiore secondo i criteri del § 40 all' Allevard per tutte le forme corrispondenti ad $N < 0,024$, è invece, secondo i criteri del § 41, sempre inferiore in quanto che subisce una diminuzione relativamente maggiore. Questa maggior diminuzione è però compensata dal maggior valore che il magnetismo residuo ha effettivamente nel Glisenti, il quale per i minori valori di N conserverebbe la sua superiorità ancora da questo punto di vista.

Ma, anche facendo astrazione da ciò, è chiaro che la differenza del 2 °/₀ circa che si riscontra nei numeri della tabella non potrebbe costituire una seria ragione di preferenza.

A maggior ragione queste considerazioni vanno ripetute nel caso dell' acciaio temperato. Le diminuzioni sono sempre assai piccole per se stesse e quindi è certo che per acciai o per tempere non molto diverse tra di loro tra le diminuzioni stesse vi saranno differenze che in nessun caso possono costituire una seria ragione di preferenza tra un materiale e l' altro.

Giungiamo così ad un risultato importante per quanto riguarda la costruzione dei magneti permanenti cioè che: *Se la magnetizzazione è portata ad un punto neutro, i diversi materiali tra cui si può scegliere sono praticamente equivalenti rispetto all' effetto dell' urto; onde si rimane liberi di sceglierli in modo da ottenere la massima stabilità rispetto ad altre cause di variazione.*

CONCLUSIONI.

I. La parte seconda della presente Memoria si può considerare come il riassunto dell' andamento generale dei fenomeni osservati.

Della parte terza enumero qui alcuni dei risultati particolari.

II. La variazione prodotta dall' urto sulla magnetizzazione estrema (B_m) cresce al crescer di questa fino a raggiungere

un massimo per valori di B prossimi a 3500 nel ferro a 5000 nell'acciaio, a 8000 nell'acciaio temperato; poi decresce rapidamente avvicinandosi la saturazione.

III. Il *punto neutro* (V. § 13) della linea magnetica discendente, nei cicli più piccoli si raggiunge dopo che la forza magnetizzante è diminuita di circa due terzi del suo valore pel ferro, di un quarto nell'acciaio, di un quinto nell'acciaio temperato: per cicli maggiori il punto neutro si raggiunge invece più rapidamente.

IV. I diagrammi simmetrici delle variazioni presentano un massimo nei cicli in cui la magnetizzazione estrema supera il punto di inflessione della *linea magnetica normale*.

V. Le variazioni massime mutano poco al variar dei limiti del ciclo (salvo i cicli piccolissimi).

VI. Ad esse corrispondono valori della forza magnetizzante un po' minori della forza coercitiva nei cicli piccoli un po' maggiori nei cicli grandi.

VII. Le *linee neutre principali* (V. § 16) seguono l'andamento della linea magnetica ma le si accostano più nella parte intermedia (dove piccoli sono i valori della magnetizzazione) che verso gli estremi.

VIII. La distanza assoluta tra la linea neutra e la magnetica è minima nel ferro, massima nell'acciaio temperato; l'opposto accade per la distanza stessa considerata relativamente al valore della forza coercitiva.

IX. La prima non è alterata dalla tempera la seconda è ridotta alla metà circa.

X. Al crescer dell'urto la linea neutra principale subisce spostamenti assoluti minimi nel ferro massimi nell'acciaio temperato, l'inverso accade per gli spostamenti stessi computati relativamente alla forza coercitiva.

XI. Nel ferro uno stato magnetico, neutro ai colpi di 50 cm., subisce una variazione massima per colpi di 20 cm.

XII. La variazione che uno stato magnetico neutro ai colpi forti, subisce per l'effetto dei deboli, è minore di quella che uno stato, neutro ai colpi deboli, subisce per i forti. La differenza è minima per il ferro massima per l'acciaio temperato.

XIII. Al crescere del fattore smagnetizzante la variazione relativa del magnetismo permanente, ottenuto col semplice annullamento della forza magnetizzante, cresce lentamente dapprima poi rapidamente. La variazione è più rapida nel ferro che nell' acciaio, nell' acciaio temperato la legge è la medesima che nel non temperato, i valori della variazione relativa sono però circa 10 volte minori.

XIV. Al crescere della forza magnetizzante estrema applicata, la variazione relativa del magnetismo permanente diminuisce tendendo ad un limite e mostrando tendenza a presentare un minimo in prossimità della saturazione.

XV. Di due materiali A e B, il primo può presentare una stabilità relativa del magnetismo permanente maggiore del secondo per corpi di una data forma e minore per corpi di forma diversa. Di ciò si deve tener conto nei saggi per la scelta del materiale di costruzione dei magneti permanenti.

XVI. In ogni caso si può ottenere un magnete permanente di stabilità perfetta quando si segua un opportuno processo magnetico.

XVII. La perdita percentuale del magnetismo permanente necessaria a raggiungere la stabilità perfetta è massima pel ferro, minima per l' acciaio temperato ed è pressochè indipendente dalla forza magnetizzante applicata.

XVIII. Nel ferro essa è pressochè indipendente dalla forma del pezzo, (fattore smagnetizzante) e si aggira intorno al 65 %, nell'acciaio cresce, al crescer del fattore smagnetizzante, da 7 % circa ($N = \infty$) e tende ad un massimo prossimo a 20 %. Nell' acciaio temperato cresce dal 2 ‰ circa al 9 ‰.

XIX. Nell' acciaio temperato, anche se la magnetizzazione non è uniforme, è possibile raggiungere molto approssimatamente la stabilità perfetta in tutti i punti del corpo.

Dal Laboratorio di fisica tecnica
della R. Scuola degli Ingegneri in Roma.

ANCORA SULLA QUESTIONE DEL CAMPO MAGNETICO GENERATO DALLA CONVEZIONE ELETTRICA.

Nota del Prof. AUGUSTO RIGHI.

In una precedente memoria [1]) ho discusso questa questione, la quale è intimamente connessa alle basi stesse della teoria di Maxwell. Dopo aver passato in rassegna tutti i lavori sperimentali eseguiti intorno al soggetto e intorno a soggetti molto affini, sono giunto alla conclusione, che il risultato negativo avuto dal signor Crémieu non è così nettamente stabilito da scuotere la nostra fiducia nella teoria suddetta. Appare tuttavia da quel mio scritto, che non si può dire con sicurezza se e quale errore inavvertito abbia inquinato le esperienze di quel fisico relative alla quistione di cui qui si tratta, e perciò non si sa ancora spiegare, come egli abbia potuto ottenere risultati discordanti in modo così completo con quelli degli altri sperimentatori. Feci poi d'altra parte osservare, che anche alle esperienze di questi ultimi si può muovere qualche obbiezione, o quanto meno sia a ritenersi, che anche i risultati loro non sono così limpidi, quanto generalmente si era creduto prima delle esperienze di Crémieu. Ne consegue che, comunque queste esperienze vengano in avvenire giudicate, resterà al loro Autore il merito di avere attirata la generale attenzione sopra una questione d'interesse capitale, che forse troppo presto si era ritenuta come pienamente risolta in via sperimentale.

Tutti gli sperimentatori che hanno voluto constatare la esistenza del campo magnetico creato dalla convezione elettrica, hanno giudicato opportuno di porre, fra i corpi elettrizzati in moto e l'ago magnetico destinato a rivelare il campo, dei diaframmi metallici, aventi lo scopo di sottrarre l'ago alle forze elettriche, che da sole avrebbero potuto farlo deviare, ed a quanto pare hanno tacitamente ammesso, che

1) N. Cimento, Ottobre 1901.

quei diaframmi debbano annullare la forza elettrica sull'ago, e lasciare inalterata la forza magnetica. E ciò è tanto vero, che essi hanno sempre cercato di verificare la coincidenza numerica fra le deviazioni osservate e quelle calcolate nella ipotesi suddetta.

È sopratutto sulla possibile azione dell'interposto schermo metallico che fissai la mia attenzione, e nello scritto citato cercai di dimostrare, che in generale non si poteva ammettere, che una qualche azione magnetica non debba quello schermo esercitare. Ma c'è chi va assai più oltre, ed attribuisce allo schermo metallico la facoltà di sopprimere non solo la forza elettrica, ma anche la forza magnetica. I risultati di Crémieu resterebbero così perfettamente spiegati, ma diverrebbero poi inesplicabili quelli di tutti gli altri sperimentatori.

Se non che questa opinione, messa avanti dal signor Potier, non sembra esatta, se non quando la lamina conduttrice si supponga dotata di conducibilità infinita, e non è dimostrato che come tale sia lecito il considerare il foglio di stagnola o la lastra di rame, che nelle varie esperienze si trovava collocata fra i corpi elettrizzati in moto e l'ago magnetico.

Di fronte a tanta incertezza intorno alla possibile azione del diaframma conduttore era naturale il pensare, che si sarebbe giunti forse a chiarire completamente la controversia, quando quell'incertezza cessasse d'esistere. Ciò mi condusse ad incitare i cultori della fisica-matematica ad occuparsi di tale questione, e possibilmente a fare conoscere almeno « il « campo elettro-magnetico prodotto al di là d'un piano inde- « finito conduttore da una carica, che si muove uniforme- « mente in linea retta ».

Questo caso particolare era il più semplice e verosimilmente il più facile, che si potesse tentare di risolvere, e nello stesso tempo non troppo diverso dalle effettive condizioni delle esperienze, tanto che le conclusioni a cui si sarebbe giunti, se anche non direttamente applicabili, avrebbero fornito certo qualche lume alla questione dibattuta.

Il proposto problema è stato risolto completamente dal Prof. Levi-Civita. Dopo avere riconosciuto che le equazioni

di Hertz non erano sufficienti allo scopo, egli ha ricorso a quelle di Helmholtz, le quali conducono, come Egli stesso ebbe già a dimostrare, a quelle di Hertz, quando si suppone che i potenziali (elettrico e vettore) si propaghino colla velocità della luce. Ha poi riconosciuto dopo, che i risultati non mutano risolvendo il problema mediante le equazioni di Maxwell.

Il dotto collega pubblicherà certo per proprio conto [1]) la sua interessante ricerca analitica, della quale mi ha dato intanto gentilmente comunicazione; dal canto mio farò conoscere i suoi risultati finali, per trarne quelle conseguenze che hanno relazione colla questione discussa nella mia citata precedente pubblicazione.

Il piano conduttore indefinito, parallelamente al quale si muove con moto rettilineo ed uniforme una carica elettrica, è supposto dotato di conducibilità finita, ed è rappresentata con k la resistenza, che un quadrato di un centimetro di lato, considerato in quel piano, presenta ad una corrente, che passi da uno dei lati al lato opposto del quadrato. La resistenza k, che può dirsi *resistenza specifica* del piano, e che è uguale alla resistenza specifica del materiale di cui è costituito divisa per lo spessore, viene espressa, per semplificare le formule, non già in *ohm,* ma con una unità trenta volte maggiore, vale a dire che k è eguale ad un trentesimo della resistenza d' un centimetro quadrato del piano espressa in *ohm.*

Le formole, cui arriva il Levi-Civita, contengono naturalmente k; e fanno conoscere le tre componenti della forza elettrica e le tre componenti della forza magnetica per un istante qualunque e per un punto qualsiasi. Pel mio scopo mi limiterò a considerare soltanto ciò che avviene, non nello spazio che è, rispetto al diaframma conduttore, dalla stessa parte ove si muove la carica elettrica, ma nello spazio che è dalla parte opposta.

Il risultato generale è il seguente, e cioè il diaframma conduttore modifica il campo magnetico, in modo, che la

1) Negli Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse.

forza magnetica al di là dello schermo è minore di quella, che esisterebbe, qualora il diaframma fosse soppresso.

Ma se si suppone, che k diminuisca sino a zero, cioè che la conducibilità del diaframma cresca di più in più, la forza magnetica diminuisce e tende a zero. Resta così confermato, quanto fu da me asserito, e cioè che solo con conducibilità infinita una lastra conduttrice può considerarsi come uno schermo perfetto, non solo per la forza elettrica (la quale è ridotta ad essere sensibilmente nulla anche con valori piuttosto grandi di k), ma anche per la forza magnetica.

Per vedere sino a qual punto il diaframma, posto fra la carica in moto e l'ago destinato a misurare la forza magnetica, può influire nelle esperienze, occorre fare qualche applicazione numerica. Ma in questo caso, anzichè ricorrere alle formole generali, è conveniente far uso di formole semplificate, col tener conto della circostanza, che la velocità con cui la carica si muove è certamente piccolissima in confronto della velocità della luce. Il rapporto a fra la prima velocità e la seconda, si può cioè considerare come una quantità assai piccola, e possonsi così trascurare i termini moltiplicati con potenze superiori di a. Il Levi-Civita suppone, per esempio, che la velocità della carica mobile sia di 300 metri, Allora a diviene eguale a 10^{-6}.

Anche il diaframma conduttore deve essere definito numericamente. Supponendolo di rame e grosso un millimetro, si trova all'incirca $k = 0{,}5.10^{-6}$. Esso ha dunque l'ordine di grandezza di a, nel caso pratico considerato, e si dovrà tener conto di ciò nel semplificare le formole. Anzichè trascriverle coi simboli del Levi-Civita, e supporle riferite agli assi mobili da lui adottati, mi permetterò di adottare i simboli ed il sistema d'assi adoperato da me altrove [1]), quando ebbi a determinare il campo elettro-magnetico prodotto da una carica in moto rettilineo ed uniforme; ciò naturalmente al solo scopo di agevolare i confronti.

1) Mem. della R. Acc. di Bologna, 24 Febbraio 1901. — N. Cimento, Agosto 1901, pag. 104.

Si supponga dunque, che la carica mobile E cammini colla velocità costante c secondo una retta, che si assume come asse delle z, e si prenda come origine delle coordinate il punto occupato dalla carica E all' istante $t=0$. Il piano conduttore sia parallelo al piano $y\,z$ e distante d da questo piano. Siano infine x, y, z le coordinate d' un punto qualunque preso al di là del diaframma conduttore (cioè $x > d$) e si ponga per brevità di scrittura:

$$\omega = z - ct,$$

$$h = \frac{2\pi a}{k},$$

$$s = \sqrt{x^2 + y^2 + \omega^2},$$

$$\phi = \frac{1}{s\,(s\sqrt{1+h^2} + h\,\omega + x)}.$$

Trascurando le potenze di a superiori alla prima si trova, che la forza elettrica ha un potenziale:

$$\mathrm{E}\frac{ak}{2\pi}\,\frac{\omega}{s\,(s+x)},$$

e che la forza magnetica ammette essa pure un potenziale, che è .

$$\mathrm{E}\,a\,y\,\phi.$$

Si vede subito che, stante la piccolezza di a e di k la forza elettrica nel punto $(x\;y\;z)$ può essere considerata come nulla. Se ne conclude che la lastra di rame adempie bene all' ufficio di riparare contro la forza elettrica la regione posta al di là del diaframma,

Chiamando poi **L**, **M**, **N**, le componenti della forza magnetica nell' istante t nel punto qualunque $(x\,y\,z)$, si ricava dal secondo dei potenziali trascritti mediante derivazione:

$$L = \frac{Eay\phi}{s^2}\left[x + \phi s^2 (s + x\sqrt{1+h^2})\right],$$

$$M = -\frac{Ea\phi}{s^2}\left[x^2 + \omega^2 - \phi s^2 y^2 \sqrt{1+h^2}\right],$$

$$N = \frac{Eay\phi}{s^2}\left[\omega + \phi s^2 (hs + \omega\sqrt{1+h^2})\right].$$

Come era da prevedersi, pei punti del piano xz, di queste tre componenti rimane solo la seconda. Infatti per $y = 0$ si ha:

$$L = 0, \qquad M = -Ea\phi, \qquad N = 0.$$

La forza magnetica M varia naturalmente con ω, cioè quando muta la posizione relativa della carica mobile e del punto $(x\,y\,z)$, nel quale si considera la forza M; ma possiamo limitarci ad esaminare, ciò che avviene, quando la carica mobile è alle più piccole distanze dal punto $(x\,y\,z)$, ossia quando ω è piccolissimo.

In tal caso si ha approssimativamente:

$$M = -Ea\frac{x(1+\sqrt{1+h^2}) - h\omega}{x^3(1+\sqrt{1+h^2})^2}.$$

Si vede così che la forza magnetica cresce in valore assoluto e conserva il suo segno negativo (cioè è diretta come la direzione negativa dell'asse delle y) mentre la carica mobile, che sta per giungere a quel punto della sua traiettoria, il quale è alla minima distanza dal punto $(x\,y\,z)$, si avvicina al detto punto, lo raggiunge e poi lo oltrepassa. Quando la carica mobile è in quel certo punto (cioè quando $\omega = 0$), la forza magnetica ha dunque una intensità intermedia fra quelle, che ebbe prima e che avrà dopo. Perciò avremo un'idea adeguata dell'effetto prodotto dalla forza magnetica coi successivi valori della sua intensità, considerandola quando $\omega = 0$. In tale ipotesi si ha:

$$\mathbf{M} = - E a \frac{1}{x^2 (1 + \sqrt{1 + h^2})}.$$

È utile confrontare ora questa forza magnetica con quella, che nel punto considerato esisterebbe, qualora il diaframma conduttore non esistesse. A questo scopo serviranno le formule (20) della mia Memoria citata più sopra, giacchè le tre ultime di tali formole danno:

$$L = \frac{E a (1 - a^2) y}{s^3}, \quad M = - \frac{E a (1 - a) x}{s^3}, \quad N = 0,$$

ove L, M, N, indicano le componenti della forza magnetica in questo caso. Siccome ora $y = 0$, $\omega = 0$, e si suppone a piccolissimo, queste equazioni si riducono a

$$L = 0, \quad M = - \frac{E a}{x^2}, \quad N = 0.$$

Per conseguenza si ha:

$$\mathbf{M} = M \frac{1}{1 + \sqrt{1 + h^2}}.$$

Dunque la forza magnetica $\mathbf{M}$, prodotta dalla carica mobile al di là di un diaframma conduttore, è minore, come già si disse, di quella, che si produrrebbe, quando il diaframma non esistesse. Ma il nostro scopo attuale è di precisare l' entità di questa diminuzione della forza magnetica.

Per avere idea concreta dell' entità dell' effetto prodotto dal diaframma adotterò dapprima i valori numerici scelti dal Levi-Civita, e cioè $a = 10^{-6}$ e $k = \frac{1}{2} 10^{-6}$, valore quest' ultimo relativo ad un diaframma di rame di un millimetro di spessore. In tal caso $h = 4\pi$ ed

$$\mathbf{M} = 0{,}08 \text{ M}.$$

In questo caso la forza magnetica viene ridotta del 92 per cento dal diaframma. Ma, se questo non è dotato di così grande conducibilità, la riduzione è minore. Per esempio, se

il diaframma consiste in una foglia di stagno grossa $^1/_5$ di millimetro, si trova:

$$\mathbf{M} = 0,49\ M,$$

e cioè la forza magnetica è in tal caso quasi la metà di quella, che la carica mobile produrrebbe senza diaframma. Un tale diaframma, pur difendendo bene dalla forza elettrica, riduce la forza magnetica il meno possibile o quasi, giacchè infatti il rapporto di $\mathbf{M}$ ad M non può arrivare a 0,5 per qualunque lamina abbastanza conduttrice, in riguardo allo scopo al quale è destinata.

Questo risultato a prima giunta sorprende. Infatti, quantunque le esperienze istituite per constatare la produzione del campo magnetico mediante la convezione elettrica sieno lungi dal realizzare il caso qui considerato, e tra altro, invece d'una sola carica dotata di moto rettilineo si abbiano vari conduttori in rotazione, pure il precedente risultato fa sorgere l'idea, che anche in tali esperienze il diaframma metallico debba produrre una notevole riduzione d'intensità della forza magnetica, che si tratta di mettere in evidenza. Se così realmente fosse, diverrebbe inconcepibile il fatto, che quasi tutti gli sperimentatori, pur non curandosi dell'effetto magnetico dei conduttori collocati fra l'ago magnetico ed i corpi elettrizzati in moto, abbiano ottenuto un notevole accordo numerico fra le deviazioni osservate e quelle calcolate.

Ma vi ha una circostanza, di cui conviene tener conto, quella cioè che nella maggior parte dei casi i conduttori mobili ebbero tal forma e disposizione, da formare col loro insieme un conduttore quasi continuo, messo in moto in tal maniera, che solo i brevi intervalli di separazione fra le varie parti mutavano posizione nello spazio. Per esempio, i conduttori mobili erano settori d'un disco conduttore girante intorno al proprio asse, separati l'un dall'altro da intervalli radiali assai stretti. L'effetto magnetico del diaframma dovrà rassomigliare, non già a quello relativo al caso d'una carica mobile, rappresentato dalle precedenti formole, ma piuttosto a quello, che si potrebbe facilmente calcolare, d'una retta uniformemente elettrizzata, che scorra su se stessa,

Ora il Levi-Civita dimostra, che in qualunque simile caso di convezione stazionaria, cioè di convezione tale, che la forza elettrica sensibilmente non muta durante il movimento, l'effetto del diaframma è nullo. In realtà il caso del disco mobile diviso in settori non dà luogo ad una rigorosa invariabilità del campo elettrico; ma la perturbazione dovuta alle interruzioni non può che essere piccolissima. Resta così spiegato come fosse inutile tener conto del diaframma metallico per calcolare la forza magnetica sull' ago nelle esperienze di Rowland etc.

Le più recenti esperienze eseguite sull' argomento di cui qui si tratta, quelle cioè del sig. Adams, descritte già nella mia precedente Memoria, sembrano però accostarsi assai più delle altre al caso della carica in moto rettilineo. Infatti, nell'apparecchio di Adams la convezione elettrica è prodotta, non da un disco conduttore diviso in settori, ma da un certo numero di sferette metalliche elettrizzate distribuite sopra una circonferenza e giranti intorno all' asse di questa. Mi sembra certo, che con questa disposizione si sarebbe ottenuta una forza magnetica notevolmente minore di quella calcolata senza tener conto della presenza del diaframma conduttore, posto fra le sfere mobili ed il magnetometro, se l'A. non avesse avuto il felice intuito di suddividere il detto diaframma in tante striscie sottili e parallele, orientate in modo da rendere impossibile la produzione nel diaframma di quelle correnti, alle quali si può ascrivere l' azione magnetica del diaframma stesso.

Come si vede, la ricerca del Levi-Civita chiarisce alquanto la parte esercitata dai diaframmi metallici. Un tale diaframma modifica dunque generalmente il campo magnetico dovuto alla convezione elettrica, come avevo cercato di dimostrare nella precedente Memoria; ma questa modificazione diviene trascurabile, quando la convezione tenda a divenire stazionaria, come accade infatti nella maggior parte delle esperienze relative al nostro soggetto.

Nella nota a pag. 14 della detta Memoria proposi due modi per spiegare, nella ipotesi che la corrente elettrica non sia altro che un trasporto di elettroni, come possa accadere,

che un conduttore non modifica il campo magnetico di una corrente costante. Si vede ora, che si può ammettere la seconda di quelle spiegazioni, e cioè ammettere che il fatto da spiegare dipenda dal seguirsi gli elettroni a distanze piccolissime, tanto da far si che la corrente differisca pochissimo dallo scorrimento su sè stessa di una linea continua elettrizzata.

Disgraziatamente però, mentre restano cosi eliminati certi dubbi, che si potevano conservare sull' interpretazione delle esperienze più volte citate, non si arriva ancora, contrariamente alle concepite speranze, a render conto del motivo del disaccordo esistente fra le esperienze di Crémieu e quelle degli altri sperimentatori.

STUDIO SUL FENOMENO DI HALL NEI LIQUIDI.

Nota del Dott. PIETRO MORETTO [1]).

1. Gli eccellenti risultati [2]) che ottenni nello studio del fenomeno di Hall con i processi alcalimetrici e facendo attraversare la lamina dalle scariche di una batteria di condensatori, mi hanno invogliato ad estendere le mie ricerche anche al caso dei liquidi e portare così alla tanto discussa questione il contributo del nuovo metodo da me adoperato.

Mi sembrò infatti che l'uso delle scariche per lo studio del fenomeno di Hall nei liquidi dovesse presentare dei vantaggi apprezzabili sopra gli altri metodi, perchè con esso venivano eliminate molte azioni secondarie, come, per esempio, quella di polarizzazione, di termo-elettricità, ecc.. che potevano negli altri metodi mascherare completamente il risultato finale.

Trattandosi tuttavia di risultati assolutamente negativi, mi limiterò ad accennare brevemente alle diverse esperienze fatte.

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica della R. Università di Parma, diretto dal Prof. P. Cardani.

2) Nuovo Cimento, serie 4., vol. 11, fascicolo di Aprile 1900.

2. La disposizione sperimentale era in complesso la stessa di quella da me adoperata nelle precedenti ricerche; di differente vi era soltanto la lamina liquida al posto della foglia metallica. Ho per altro conservata alla lamina liquida la stessa forma ad Y delle foglie metalliche, seguendo così la disposizione del Righi.

Per procurarmi la lamina liquida abbastanza sottile, ho dapprima usato una striscia di carta bibula che appoggiava su una lastra di vetro, tagliata come la carta a forma di Y; i tre rami della carta poi erano tanto lunghi da poter pescare in tre bicchierini di vetro, separati l'uno dall'altro e ripieni della soluzione che si voleva sottoporre all'esperienza: questi bicchierini costituivano le estremità del rimanente circuito. La lamina liquida si formava per capillarità non appena la carta pescava nella soluzione.

3. Disposte le cose in tal modo, feci alcune serie di esperienze variando sia la natura chimica sia la concentrazione delle soluzioni; e siccome i risultati di moltissime esperienze furono sempre ed assolutamente negativi, mi venne il dubbio che la carta bibula formasse uno strato liquido troppo grosso (circa mm. 0,15) e perciò volli provare con una lamina sempre della stessa forma, ma di carta velina (circa mm. 0,03); i risultati non cambiarono affatto.

Pensai allora di ricorrere a lamine liquide racchiuse fra due lastre piane di vetro da specchi e costruite pressochè nel modo descritto dai dottori Leone ed Amaduzzi [1]), lamine che già molto tempo prima della loro pubblicazione io avevo preparate ed usate, senonchè agli elettrodi di metallo io sostituii le comunicazioni con delle striscie di carta bibula le quali andavano a pescare nei soliti bicchierini, e ciò per evitare qualunque alterazione sugli elettrodi metallici; ma neanche in codesto modo potei ottenere presenza alcuna del fenomeno di Hall.

Infine pensai di prepararmi una lamina liquida dello stesso spessore di quelle adoperate dal Bagard [2]); perciò presi una

1) L. Amaduzzi e L. Leone. Rendiconti della Accademia dei Lincei, seduta del 1° Aprile 1900.

2) Bagard. Journal de Physique, anno 1896, pag. 499. — Nuovo Cimento, serie 4., vol. 4., pag. 106, anno 1896.

grossa lastra di ebanite e scavai in essa una fossetta della forma solita di Y e della profondità di 1 cm. Le comunicazioni col rimanente circuito si ottenevano mediante elettrodi metallici fissati alle tre estremità della fossetta; gli elettrodi erano di forma cilindrica e variavano a seconda della soluzione con la quale riempivo la cassettina (zinco amalgamato, rame con deposito di rame elettrolitico, platino, ecc.). Sottoposte all' esperienza anche le lamine così preparate, ottenni ancora risultati assolutamente negativi, anche sperimentando col mercurio puro o con l' amalgama di bismuto.

4. Le soluzioni da me sperimentate coi diversi sistemi di lamine furono soluzioni acquose di differente concentrazione di acido solforico, di solfato di rame, di solfato di zinco, di nitrato di bismuto (con poche gocce di acido nitrico per tenere disciolto il sale di bismuto). — Le diverse esperienze eseguite erano alternate con altre fatte adoperando una foglia metallica di bismuto, già da me usata per lo studio del fenomeno di Hall nei solidi e colla quale il fenomeno si presentava molto chiaramente.

5. Nella seguente tabella riassuntiva, tanto per far vedere come effettivamente andarono le cose, riporto i risultati di alcune serie di esperienze, le quali tutte furono eseguite con un' intensità del campo magnetico di circa 10000 unità C. G. S., con una distanza esplosiva di mm. 3 e contando 1000 scariche. Con q_1 e q_1' sono indicate le quantità differenti di soda caustica che si formarono per il passaggio delle scariche che attraversavano i due rami del circuito derivato secondo che la foglia si trovava o no nel campo magnetico.

SOLUZIONE	LAMINA		Senza campo cm.3	Campo in un dato senso cm.3	Campo in senso contrar. al primo cm.3
H_2SO_4 al 20 °/₀ in vol.	Foglia di carta bibula spessore mm. 0,15.	$q_1 =$	0,445	0,440	0,445
		$q_2 =$	0,475	0,470	0,470
$CuSO_4$ al 10 °/₀ in peso	Foglia di carta velina spessore mm. 0,03.	$q_1 =$	0,440	0,440	0,440
		$q_2 =$	0,475	0,475	0,475
$ZnSO_4$ ($d = 1,286$) mass. conduc.	Foglia di carta velina spessore mm. 0,03.	$q_1 =$	0,440	0,445	0,445
		$q_2 =$	0,475	0,475	0,475
$Bi(NO_3)^3$ al 10 °/₀ in peso	Foglia di carta bibula spessore mm. 0,15.	$q_1 =$	0,435	0,435	0,440
		$q_2 =$	0,475	0,470	0,475
»	Foglia di carta velina spessore mm. 0,03.	$q_1 =$	0,440	0,440	0,445
		$q_2 =$	0,475	0,470	0,470
»	Lamina liquida spessore mm. 0,03.	$q_1 =$	0,445	0,440	0,445
		$q_2 =$	0,475	0,475	0,475
»	Lamina liquida spessore mm. 10,0.	$q_1 =$	0,440	0,440	0,445
		$q_2 =$	0,475	0,470	0,475
Hg puro	Lamina liquida spessore mm. 0,03.	$q_1 =$	0,440	0,440	0,445
		$q_2 =$	0,480	0,475	0,475
Amalgama di Bi contenente 1,5 per 100 di Bi.	Lamina liquida spessore mm. 0,03.	$q_1 =$	0,440	0,440	0,440
		$q_2 =$	0,475	0,475	0,475
Bi metallico	Lamina solida spessore mm. 0,01.	$q_1 =$	0,435	0,450	0,420
		$q_2 =$	0,485	0,475	0,500

6. Dai valori riportati nella precedente tabella, come del resto da tutti quelli molto numerosi ottenuti in altre esperienze e che credo inutile riportare, risulta molto chiara la conclusione che col metodo da me adoperato, non ostante la sua grande sensibilità, non mi è riuscito di dimostrare l'esistenza del fenomeno di Hall per nessun liquido neppure per l'amalgama di bismuto.

Aosta, Dicembre 1901.

UN IDROTERMOMETRO A SCATOLA,

del Dott. ANGELINI SEBASTIANO.

Per esplorare la temperatura dell'acqua a piccole profondità si usano parecchi metodi, tra i quali, sebbene soggetto a parecchie critiche e sempre alquanto diffuso per la sua semplicità, quello del termometro a valvole. Il difetto principale nel medesimo sta nel cattivo funzionamento delle valvole il quale lascia sempre molti dubbi sulla esattezza delle osservazioni.



Più sicuro e più comodo è l'idrotermometro seguente. Esso è costituito di un'asta A scorrevole entro un cilindro B: all'estremità di ambidue vi è una doppia parete C, D, tale che, tirando l'asta, la parete superiore ad orlo chiuso si incastra entro la parete inferiore ad orlo aperto in modo da formare una scatola. Un termometro è adattato in un incavo della parte più bassa dell'asta, ed il cannello è visibile attraverso una fessura del cilindro. L'apparecchio è zavorrato, lungo circa m. 1,30 di cui 25 per la scatola. Per adoperarlo lo si fa discendere alla profondità voluta ma non maggiore di un metro colla scatola aperta, si chiude la scatola tirando l'asta entro il cilindro, ed in essa rimane imprigionata l'acqua di quello

strato di cui si cerca la temperatura. Questo idrotermometro si raccomanda sia per la sicurezza delle indicazioni, sia per la trasportabilità, sia per la assenza di viti e di valvole; ed utile specialmente per ricerche simultanee della temperatura è dell'acqua marina lungo la costa italiana ad una profondità che io ritengo si debba stabilire ad un metro dalla superficie e ad una distanza orizzontale dalla spiaggia tale che l'acqua vi arrivi alla profondità di almeno 2 metri, e a quelle ore in cui negli osservatorii meteorici si osserva la tempera tura dell'aria.

SULLA VARIAZIONE DELLA COSTANTE DIELETTRICA DEL CAOUTCHOUC CON LA TRAZIONE.

Risposta a una Nota del Dott. Ercolini.

Il Dott. O. M. Corbino, ci manda una risposta alla Nota del Dott. Ercolini comparsa nell'ultimo fascicolo del 1901, che si può riassumere così:

1.° Ammette le due sviste o di stampa o di scrittura incorse nella Nota pubblicata nei *Rend. dei Lincei,* Novembre 1898 e rilevate dall'Ercolini.

2.° In quanto all'elettrizzazione del caoutchouc per effetto del semplice stiramento, dice che gli era nota sino dal 1896 come apparisce dalla sua tesi di laurea pubblicata a Palermo, che quindi non poteva non mettersi in guardia contro di essa nel 1898, che per effetto della medesima le deviazioni avrebbero dovuto essere costanti o decrescenti al crescere del potenziale, mentre invece aumentarono proporzionalmente con questo, che ad ogni modo l'elettrizzazione per semplice stiramento non avrebbe prodotto deviazioni più cospicue come vuole l'Ercolini, ma molto inferiori a quelle osservate.

LIBRI NUOVI

JAHRBUCH DER ELEKTROCHEMIE - VII JAHRGANG, 1901,
di W. NERNST *e* W. BORCHERS.

(Halle, W. Knapp).

Questa utilissima pubblicazione segue il progresso dell' elettrochimica, tanto per la parte scientifica, come per quella delle applicazioni; ed in questo volume è dato conto dei lavori usciti nell' anno 1900.

Vi si trovano sunti brevi e chiari di tutto ciò che interessa l' elettrochimica, tanto per le esperienze da lezione, quanto per apparecchi e metodi di misura, per le teorie proposte a proposito della pressione osmotica, della dissociazione elettrolitica, della costituzione delle soluzioni, e di ciò che si riferisce alla produzione dell' energia elettrica, all' elettrolisi, alle scariche nei gas, alle radiazioni Becquerel, e all' analisi per via elettrica.

Nella parte riguardante le applicazioni sono indicati i perfezionamenti apportati nelle pile e negli accumulatori ed i nuovi metodi di produzione, sia dei corpi semplici, sia dei composti inorganici ed organici. A. Stefanini.

LEHRBUCH DER PRAKTISCHEN PHYSIK,
di F. KOHLRAUSCH.

(Leipzig und Berlin, G. B. Teubner, 1901).

È la 9ª edizione, molto accresciuta, del ben noto « Leitfaden der praktischen Physik ». Vi si trovano raccolti tutti i dati necessari a condurre le più comuni ricerche nei vari campi della fisica, con la descrizione succinta dei metodi che meglio si prestano per ciascun caso. La chiarezza e il rigore dell' esposizione rendono sempre più raccomandabile questo manuale, non solo agli studenti, ma a chiunque debba eseguire delle ricerche sperimentali. A. Stefanini.

COURS DE MÉCANIQUE,
par P. APPEL.

(Paris, Gauthier-Villars, pp. 268, 1902).

Quantunque destinato a svolgere il programma d'ammissione alla Scuola centrale d'Arti e Manifatture di Parigi, il corso di meccanica che ha pubblicato l'Appel, — Autore del ben noto grande trattato di meccanica — può riuscire utilissimo a chiunque imprende lo studio delle scienze fisiche. È specialmente commendevole il metodo usato nel trattare le singole questioni, che consiste nel porle in equazione dopo di avere esposto i fatti geometrici o meccanici da cui hanno origine, metodo che avvezza il lettore a ragionare sugli oggetti stessi, e che non fa prender l'abitudine di riferirsi esclusivamente alle formole algebriche.

Specialmente notevoli sono le rappresentazioni grafiche dei moti vibratori per mezzo di vettori rotanti, che adesso sono così generalmente usati nelle applicazioni all'elettricità.

Per poter considerare più da vicino i fatti reali, fin da principio è introdotta, nella statica e nella dinamica del punto materiale, la nozione di attrito; e dopo avere esposto la statica dei solidi partendo dalla teoria dei momenti e della composizione delle forze, e dopo avere esposte le condizioni di equilibrio, è fatto lo studio delle coppie, delle forze in un piano e delle forze parallele.

Lo studio delle macchine semplici, col quale si chiude il libro, è molto particolareggiato, ed è fatto partendo dal concetto che è solo per mezzo delle applicazioni alla realtà fisica che gli studenti posson condursi a bene afferrare i principii fondamentali della meccanica. A. STEFANINI.

LEITFADEN DER WETTERKUNDE,
di R. BÖRNSTEIN.

(Braunschweig, F. Vieweg u. Sohn, 1901).

In questo compendio di meteorologia son trattate in modo chiaro e semplice le leggi più importanti dei fenomeni atmo-

sferici, dalla cui cognizione può talvolta derivare la previsione del tempo.

Dopo la descrizione dei climi, del modo di determinare la temperatura e l'umidità dell'aria, sono studiate accuratamente le meteore acquee, la pressione atmosferica, i venti e le burrasche.

Il libro termina con un sommario interessante sul servizio meteorologico internazionale. Molte incisioni nitidissime e numerose tavole, fra le quali si notano delle splendide riproduzioni delle varie forme di nubi, abbelliscono l'interessante volumetto. A. STEFANINI.

DIE FORTSCHRITTE DER PHYSIK - HALBMONATLICHES LITTERATURVERZEICHNISS

redigirt von KARL SCHEEL (fisica pura)

und RICHARD ASSMANN (fisica cosmica).

(Braunschweig Friedrich Vieweg e Sohn. - Abbonamento annuo 4 Mark).

In questo indice bibliografico quindicinale vengono annunziate tutte le pubblicazioni riferentesi ai vari rami della fisica man mano che esse compariscono entro e fuori Europa. Detti annunzi, ordinati per materia, contengono il nome dell'autore, il titolo della pubblicazione e la citazione del periodico nel quale essa è contenuto. Quest'ultima, nel caso di monografie isolate o trattati, è sostituita dalla citazione dell'editore. È superfluo far rilevare di quale vantaggio sia questo indice, essendo bisogno universale dei fisici di essere informati *prontamente* delle ricerche che si riferiscono a un tale o a un tale altro campo della fisica.

F. MACCARRONE.

LES THÉORIES ÉLECTRIQUES DE J. CLERK MAXWELL.

Étude Historique et Critique par M. P. DUHEM.

(Paris, A. Hermann, 1902)

L'illustre Prof. Duhem ammiratore del genio di Maxwell si è proposto in questa sua preziosa pubblicazione di analizzare e discutere le teorie dell'immortale fisico scozzese colla

meta di mettere chiaramente in rilievo « da una parte, le proposizioni suscettibili di essere logicamente dimostrate e d'altra parte, le affermazioni che ripugnano alla logica e che devono essere modificate o rigettate ». Quest' opera di critica è veramente condotta con acuto discernimento e con elevatezza di spirito cosicchè non si può accusare il Duhem, nè di avere per un solo istante perduta la sua profonda ammirazione per il Maxwell, nè di essersi lasciato sfuggire, abbagliato da questa ammirazione, i difetti, talvolta gravi, dell'opera del medesimo.

Il libro è diviso in due parti nelle quali vengono sapientemente esposte, corredate di confronti storici, e criticate le tre teorie elettrostatiche, l' elettrodinamica e la teoria elettromagnetica della luce concepite successivamente da Maxwell.

F. Maccarrone.

RIVISTA

Journal de Physique. T. 10, serie, 3ª.
Maggio, Giugno, Luglio 1901.

Brunhes B. *Alcune proprietà dei motori a gas studiate col diagramma entropico* (pp. 309-325). — Il diagramma entropico differisce dal diagramma classico di Clapeyron in ciò: che in esso son prese per variabili non più il volume specifico v e la pressione p, ma l' entropia S (riferita all' unità di massa) e la temperatura assoluta T. L'A., esposte prima di tutto le proprietà essenziali del diagramma (S, T), richiama i principi della teoria dei motori a gaz, considerando successivamente il motore a esplosione ordinaria, tipo Otto, il motore a esplosione con ammissione limitata, tipo Charon, e il motore a combustione sotto pressione costante, tipo Brayton. Esamina quindi quello che divengono i cicli dei motori suddetti, quando si adotta il diagramma entropico. Il ciclo del motore Otto dà un ciclo formato di due adiabatiche da cui risulta che il rendimento aumenta quando si riduce il volume specifico durante l' esplosione. Si vede di qui quanto interessi rendere più piccolo che sia possibile il rapporto tra il volume specifico alla fine della compressione e il volume specifico iniziale. Osservando il ciclo entropico del motore Charon si giunge alla stessa conclusione del ciclo Otto. La differenza, che torna

tutta a vantaggio del motore Charon, è che questo presenta più agilità e che la pressione dopo l'esplosione essendo data, come il volume del cilindro e della camera di compressione, resta ancora un parametro variabile, cosa che non avveniva nel ciclo Otto.

Esaminando finalmente il diagramma entropico del motore a combustione sotto pressione costante, l'A. giunge alle conclusioni seguenti :

1° Il rendimento aumenta con la pressione di combustione (essendo mantenuta costante la pressione iniziale, che è la pressione atmosferica).

2° Si eleva il rendimento abbassando la temperatura finale di combustione a pressione costante.

BRUNHES B. *Sopra l' entropia d' una mescolanza gassosa in combustione* (pp. 325-332). — L'A. dimostra che l' entropia della mescolanza gassosa nei motori, è, in alcune condizioni ben definite, perfettamente determinata e calcolabile.

PERREANE E. *Studio geometrico del condensatore trasformatore* (pp. 332-336).

MALTÉZOS C. *Sopra il metodo di Képler nella rifrazione* (pp. 337-339). — L'A. mostra che con questo metodo si può determinare lo spessore apparente di una lamina, lo spostamento parallelo dei raggi senza bisogno di conoscere l'indice di rifrazione della lamina stessa, e questo indice.

LUGOL P. *Studio grafico della deviazione nel prisma* (pp. 339-341).

JOHNSON K. R. *Alcune considerazioni sopra le oscillazioni nell' eccitatore di Hertz* (pp. 365-374).

LESPIEAU R. *Pesi molecolari e formule sviluppate* (pp. 374-380). — L'A. dopo considerazioni critiche sulla legge di Dalton e di Gay-Lussac conclude con una citazione di Friedel: « Non si deve perdere di vista che le idee di Avogadro e d'Ampère non sono altro che un' ipotesi fisica, feconda anche dal punto di vista chimico, ma che deve cedere il passo alle considerazioni chimiche quando si tratta di determinare il peso degli atomi e delle molecole ».

LEFÈVRE J. *Ricerche sopra la conducibilità della pelle dell' organismo vivente e sopra le sue variazioni in funzione della temperatura esterna. Studio sopra l' uomo* (pp. 380-388). — L'A. dopo aver descritto le esperienze per la determinazione del calore svolto dalla pelle in un determinato tempo, della temperatura della pelle, superficiale e sottocutanea (2 mm. di profondità), e della superficie del corpo, passa a calcolare in unità C. G. S. il coefficiente di conducibilità esterna o d' emissione della pelle verso il mezzo che la circonda, il coefficiente di conducibilità interna

o di trasmissione, e il coefficiente di conducibilità nell'interno della pelle medesima.

Giunge alle conclusioni seguenti :

La pelle è un cattivo conduttore: il coefficiente di conducibilità esterna non sembra modificato dalla temperatura, quello di conducibilità esterna cresce rapidamente quando la temperatura del mezzo si abbassa.

AUBEL (van) ED. *Sopra le resistenze elettriche dei metalli puri* (pp. 389-391). — L'A. esamina le conclusioni di James Dewar e di J. A. Fleming sopra la resistenza elettrica dello stagno, del cadmio e del nikel allo stato di purità, notando che sarebbe preferibile sperimentare su un filo rettilineo anzichè, come è stato fatto, su un filo avvolto sopra un telaio.

LIPPMANN G. *Mira meridiana a specchio cilindrico* (pp. 413-415). — È la descrizione di un apparecchio destinato alla misura delle ascensioni rette, che ha per scopo di rendere il meridiano del luogo dove si opera, visibile sotto forma di una linea luminosa proiettata sul cielo.

LIPPMANN G. *Sopra un apparecchio destinato a spostare la lastra fotografica che riceve l'immagine fornita da un siderostato* (pp. 415-417). — Il vantaggio presentato da questo apparecchio è che non occorre regolarlo; laddove gli altri dispositivi esigono una regolazione calcolata sopra la posizione dell'astro la cui immagine è immobilizzata nel siderostato.

KORDA D. *Telautografo di Elisha Gray-Ritchie* (pp. 417-425). — È la riproduzione di una conferenza tenuta alla Società di fisica. In essa l'A. descrive minutamente il telautografo di Gray modificato da uno dei suoi allievi, il Ritchie, eliminando qualunque movimento di orologeria e qualunque complicazione meccanica.

TURPAIN A. *Funzionamento del risuonatore di Hertz e del risuonatore a interruzione. — Osservazione della risuonanza elettrica nell'aria rarefatta* (pp. 425-438). — L'osservazione di un risuonatore completo e di un risuonatore a interruzione conducono a leggi sperimentali semplici; ma queste leggi non sembrano in accordo con la distribuzione dell'elettricità, che le diverse teorie assegnano a questi due generi di risuonatori. Anzi, se alcune esperienze sembrano confermare la distribuzione elettrica indicata dalla teoria, altre, non meno convincenti, la contraddicono. L'A. ha intrapreso queste esperienze collo scopo di ricercare le cause del disaccordo e possibilmente di coordinare i differenti fatti a prima vista contraddittori, adoperando un risuonatore tutto chiuso, fuorchè il micrometro, in un tubo circolare di vetro in cui l'aria è sufficientemente rarefatta, tanto da permettere al conduttore del risuonatore di produrvi la luminescenza la quale, col suo più o

meno vivo splendore, svela lo stato elettrico dei diversi punti del risuonatore. Che questa luminescenza sia prodotta esclusivamente dal risuonatore l'A. si assicura mediante diverse esperienze.

Le osservazioni sono fatte sopra *un risuonatore completo*, sopra un risuonatore a interruzione e sopra un risuonatore a due micrometri. Interpetrandole l'A. conclude che: *il risuonatore filiforme deve essere considerato come presentante nella sua lunghezza due concamerazioni, con un ventre di vibrazione nel mezzo della sua lunghezza e due nodi di segni contrari alle sue due estremità.*

L'A. generalizza quindi il metodo adottato per studiare non più solamente lo stato elettrico di un risuonatore filiforme in attività, ma anche lo stato elettrico dei fili di concentrazione del campo hertziano e anche quello della regione prossima ai fili stessi ed il risuonatore, ed ottiene dei risultati che confermano le osservazioni precedenti. M. Allegretti.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 1, 1901.

Barlow W. *Simmetria dei cristalli. Base attuale delle trentadue classi* (pp. 1-36).

Wood R. W. e Magnusson C. E. *Dispersione anormale della cianina* (pp. 36-45). — Col metodo dei prismi sottili di cianina ottenuti comprimendo quella sostanza fusa fra due lastre di vetro, già usato dal Wood (cfr. *N. Cim.*, (4), 94, 373) gli A. hanno continuato lo studio della dispersione che essa presenta; ed oltre la banda d'assorbimento ben nota posta in vicinanza della riga D, hanno trovato un'altra banda nell'ultravioletto, che comincia a 0,37 μ.

L'assorbimento della cianina è stato dagli A. studiato anche fotografando lo spettro ottenuto con un reticolo Rowland, dopo che la luce aveva attraversato il prisma di cianina; ed anche mediante il refrattometro interferenziale di Michelson, con pellicole sottili di cianina ottenute per evaporazione da una soluzione alcoolica.

Non essendo stata per ora determinata l'estensione della banda d'assorbimento nell'ultravioletto, non è possibile confrontare i resultati ottenuti con la formola Ketteler-Helmholtz sulla dispersione.

Sand H. J. S. *Sulla concentrazione agli elettrodi in una soluzione, con speciale riguardo allo svolgimento d'idrogeno da un miscuglio di solfato di rame e acido solforico* (pp. 45-79). — In accordo con quanto fu stabilito dal Le Blanc, anche l'A. partendo dal concetto che l'energia spesa dalla corrente nel passare da un elettrodo all'altro attraverso la caduta di potenziale corrispondente sia uguale all'energia che si richiede per portare gli atomi

dallo stato di ioni a quello di atomi liberi, o viceversa, trova che la differenza di potenziale fra gli elettrodi e il liquido è indipendente dalla densità della corrente ed è sempre uguale alla f. e. m. minima che è necessaria a far depositare gli ioni che si liberano più facilmente.

L'A. stabilisce poi una formola che dà in funzione del tempo la concentrazione, in vicinanza di un elettrodo, di una soluzione di un sale unico, nel caso teorico in cui la soluzione sia contenuta in un vaso cilindrico verticale, le cui basi funzionano da elettrodi, che non vi siano correnti di convezione, che la diffusione segua la legge di Fick e che i numeri di trasporto di Hittorf sieno costanti.

Per la soluzione di un miscuglio di due elettroliti non si può calcolare la concentrazione agli elettrodi; ma è possibile stabilire due limiti fra i quali essa deve esser compresa, e due limiti del tempo che è necessario perchè la concentrazione del rame al catodo in una soluzione di solfato acido di rame cada a zero. Opportune esperienze hanno mostrato all'A. che effettivamente l'idrogeno non apparisce mai al catodo entro quei limiti di tempo; e che si può impedire lo svolgimento dell'idrogeno agitando fortemente la soluzione durante il passaggio della corrente, mentre se il liquido è tranquillo la quantità d'idrogeno messa in libertà contemporaneamente al rame può esser considerevole. Le correnti di convezione hanno dunque un'importanza notevole sulle proporzioni dei due ioni messi in libertà da una soluzione acida di solfato di rame.

Chattock A. P., Walker W. E. e Dixon E. H. *Sulle velocità specifiche degli ioni nella scarica dalle punte* (pp. 79-98). — Con un micromanometro che permetteva di misurare la pressione di un millesimo di millimetro d'acqua, gli A. hanno determinato le velocità specifiche degli ioni messi in moto nel vento elettrico, col metodo già adoperato da Chattock (*N. Cim.* (4), 12, p. 134) studiando la scarica nell'idrogeno, nell'anidride carbonica, nell'aria e nell'ossigeno, ed anche in alcuni liquidi non conduttori.

Dalle misure fatte resulta che la velocità specifica degli ioni nel vento elettrico è sensibilmente uguale a quella che hanno gli ioni ottenuti coi raggi Röntgen; quella nei liquidi non conduttori è sensibilmente uguale alla velocità che hanno gli ioni negli elettroliti ordinari.

Le velocità degli ioni negativi si presentano assai variabili; mentre quelle degli ioni positivi restano assai costanti.

Lord Rayleigh. *Sulla teoria di Balfour Stewart sulla relazione fra radiazione e assorbimento* (pp. 98-100). — È riportata una dimostrazione poco nota di Stewart relativa all'eguaglianza fra il potere emissivo e quello assorbente e che è assai più sem-

plice e conveniente di quella data dal Kirchhoff circa due anni dopo.

Lord Rayleigh. *Note spettroscopiche relative ai gas dell' atmosfera* (pp. 100-105). — Secondo il Gautier l'atmosfera conterrebbe normalmente circa $^2/_{10000}$ di idrogeno, insieme a quantità variabili di idrocarburi. Il Rayleigh ha creduto opportuno ricercare se la presenza dell' idrogeno può esser costatata nello spettro di una scintilla che scocchi nell' aria; e infatti in opportune condizioni lo spettro della scintilla mostra la riga C, la cui intensità diviene sensibilmente doppia se nell' aria studiata si aggiunge $^1/_{5000}$ del suo volume di idrogeno. Ma poichè la riga C conserva la sua intensità anche se prima l' aria passa sopra l'ossido di rame portato al calor rosso, il Rayleigh ritiene che la presenza dell' idrogeno nell' aria sia dubbia, e che la riga C possa esser dovuta all' idrogeno che si libera dal vetro o dagli elettrodi di platino durante la scarica elettrica.

L'A. indica poi un mezzo semplice di osservare lo spettro dell' argo, facendo scoccare opportunamente la scintilla di un rocchetto in un piccolo volume d'aria (da 5 a 10 cm^3) in presenza di ossigeno e di potassa caustica. Infine è accennato alla maniera di separare l' elio dall' atmosfera, facendo diffondere in presenza dell' aria attraverso un setto poroso una notevole quantità di anidride carbonica.

Gwyther R. F. *Le onde lunghe progressive del tipo solitario e periodico nell' acqua poco profonda* (pp. 106-110). — È il seguito delle Note pubblicate sullo stesso argomento nel vol. 50 della serie 5.

Pearson K. *Su alcune applicazioni della teoria della probabilità alla selezione delle razze* (pp. 110-124).

Bottlomey J. T. ed Evans W. T. *Misure sulla dilatazione di un vetro duro di Jena* (pp. 125-128). — Col metodo del termometro a peso il coefficiente di dilatazione cubica di un vetro duro di Jena fu trovato compreso fra 0,00177 e 0,00183 per temperature varianti da 0^0 a 100^0.

Lees C. H. *Sulla viscosità dei miscugli di liquidi e di soluzioni* (pp. 128-147). — L'A. ricerca se la formola

$$\eta = \eta_1^{v_1} \eta^{v_2} \dots \eta_n^{v_n}$$

con la quale si calcola il coefficiente di attrito η di un miscuglio che in 1 cm^3 contiene v_1 cm^3 di un liquido che ha il coefficiente η_1 .... e v_n cm^3 di un liquido che ha il coefficiente η_n può esser dedotta teoricamente, e se essa è d' accordo con le esperienze.

Nè quella, nè le altre due teoriche

$$\eta = v_1 \eta_1 + v_2 \eta_2 + \dots$$

$$\frac{1}{\eta} = v_1 \frac{1}{\eta_1} + v_2 \frac{1}{\eta_2} + \dots$$

sodisfano alle esperienze eseguite, le quali per il miscuglio di due liquidi sono invece ben rappresentate dalla formola empirica

$$\left(\frac{1}{\eta}\right)^m = v_1 \left(\frac{1}{\eta_1}\right)^m + v_2 \left(\frac{1}{\eta_2}\right)^m.$$

Earhart R. F. *Sulla distanza esplosiva per piccole distanze fra due piani* (pp. 147-159). — L'A. ha misurato la differenza di potenziale esplosiva per piccolissime distanze fra due piani, tenendo un piano immobile e fissando l'altro al pezzo mobile di un refrattometro interferenziale. Spostando questo pezzo, la distanza fra i due piani si misura in mezze lunghezze d' onda dal numero delle frange d' interferenza che passano nel campo visivo.

Dalle misure fatte si vede che fino a distanze di 2 a 3 lunghezze d' onda del sodio, la differenza di potenziale esplosiva è proporzionale alla distanza. Per distanze fra 3 e 4 lunghezze d'onda la linea subisce un rapido cambiamento di direzione, e si mantiene retta, ma con un' altra inclinazione. La differenza di potenziale per avere una scintilla fra due piani distanti $^1/_2$ lunghezza d' onda del sodio è di 38 volta, per 3 lunghezze d' onda è di 300 volta, per 4 di 312 e per 100 di 750 circa.

L'A. ha studiato anche l' influenza della pressione e della natura del dielettrico.

Barton E. H. *Sulla refrazione del suono prodotta dal vento* (pp. 159-165). — L'A. studia, in un modo più completo di quello che il Rayleigh espose nel suo *Treatise of Sound*, l' azione che ha il vento sulla propagazione del suono.

Lord Rayleigh. *Sulle tensioni prodotte nei solidi da un riscaldamento disuguale e dalla doppia refrazione che ne resulta* (pp. 169-178). — È noto che interponendo fra due nicol una lastra di vetro, la luce riapparisce se il vetro subisce tensioni o compressioni diagonali in diverse direzioni; e basta anche il riscaldamento diagonale a produrre il fenomeno. L'A. studia appunto le deformazioni che subisce il vetro per il disuguale riscaldamento in alcuni casi nei quali è possibile la verificazione ottica.

Pierce G. *Indice di refrazione delle onde elettriche, misurato con un microradiometro modificato* (pp. 179-198). — Per misurare l' intensità delle onde elettriche l'A. ha usato un rivelatore più sensibile di quello del Klemencic (*Wied. Ann.* 45, p. 62) rendendo l' elemento termoelettrico, che fa parte di un piccolissimo risonatore, mobile insieme al circuito che è posto fra i poli di un

potente elettromagnete. L' oscillatore e il risonatore hanno la lunghezza d' onda di cm. 4,4.

Ponendo l' oscillatore davanti a uno specchio piano, si ha un sistema di onde stazionarie; e lo spostamento dello specchio fa conoscere la posizione dei ventri e dei nodi, mentre la deviazione del microradiometro indica l' ampiezza d' oscillazione delle onde.

Allorchè fra lo specchio e l' oscillatore s' interpone una lamina di un dielettrico di spessore χ e d' indice di refrazione n, per conservar la medesima posizione ai ventri e ai nodi bisogna spostar lo specchio di uno spazio D, tale che sia

$$n = \frac{D}{\chi} + 1.$$

L' indice di refrazione della paraffina è stato trovato, con questo metodo, 1,56, quello del caucciù 1,75.

Per diversi campioni di legno l' indice di refrazione è stato trovato maggiore nel senso parallelo alle fibre che in quello perpendicolare, mentre la trasparenza alle onde è maggiore quando lo spostamento elettrico è normale alle fibre.

Townsend J. S. *Conduttività prodotta nei gas dal moto di ioni carichi negativamente* (pp. 198-227). — Dalle esperienze fatte dall'A. resulta che la relazione fra l' intensità della corrente e la f. e. m. trovata da J. J. Thomson ed E. Rutherford (cfr. *N. Cimento* (4), per la ionizzazione prodotta alla pressione ordinaria, non val più quando la conduttività si studia a bassa pressione. In questo caso non vi è più un massimo, ma al diminuire della pressione, la relazione fra corrente e f. e. m. non è più semplice come alla pressione ordinaria.

Quando la pressione è bassa l' intensità della corrente passa per tre stadi: nel primo la corrente cresce con la f. e. m., nel secondo rimane praticamente costante, nel terzo la corrente cresce rapidamente con la f. e. m. Inoltre con certe forme di elettrodi si può avere una grande differenza nella conduttività invertendo la corrente, ciò che non si presenta per elettrodi piani.

Quando la caduta del potenziale è inferiore a 30 volta per cm. non si ha nessuna ionizzazione per gli urti reciproci.

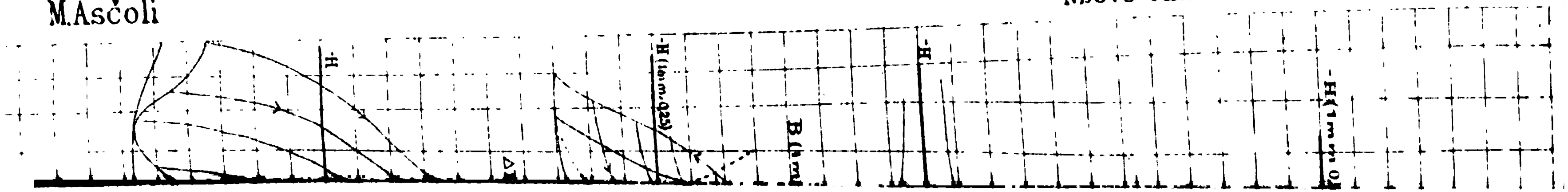
Gli ioni positivi nei casi studiati non producono ionizzazione, ma è probabile che possano produrla in campi più intensi.

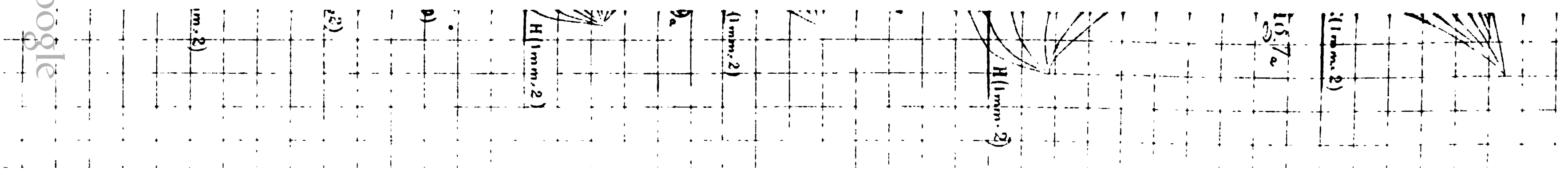
A. Stefanini.

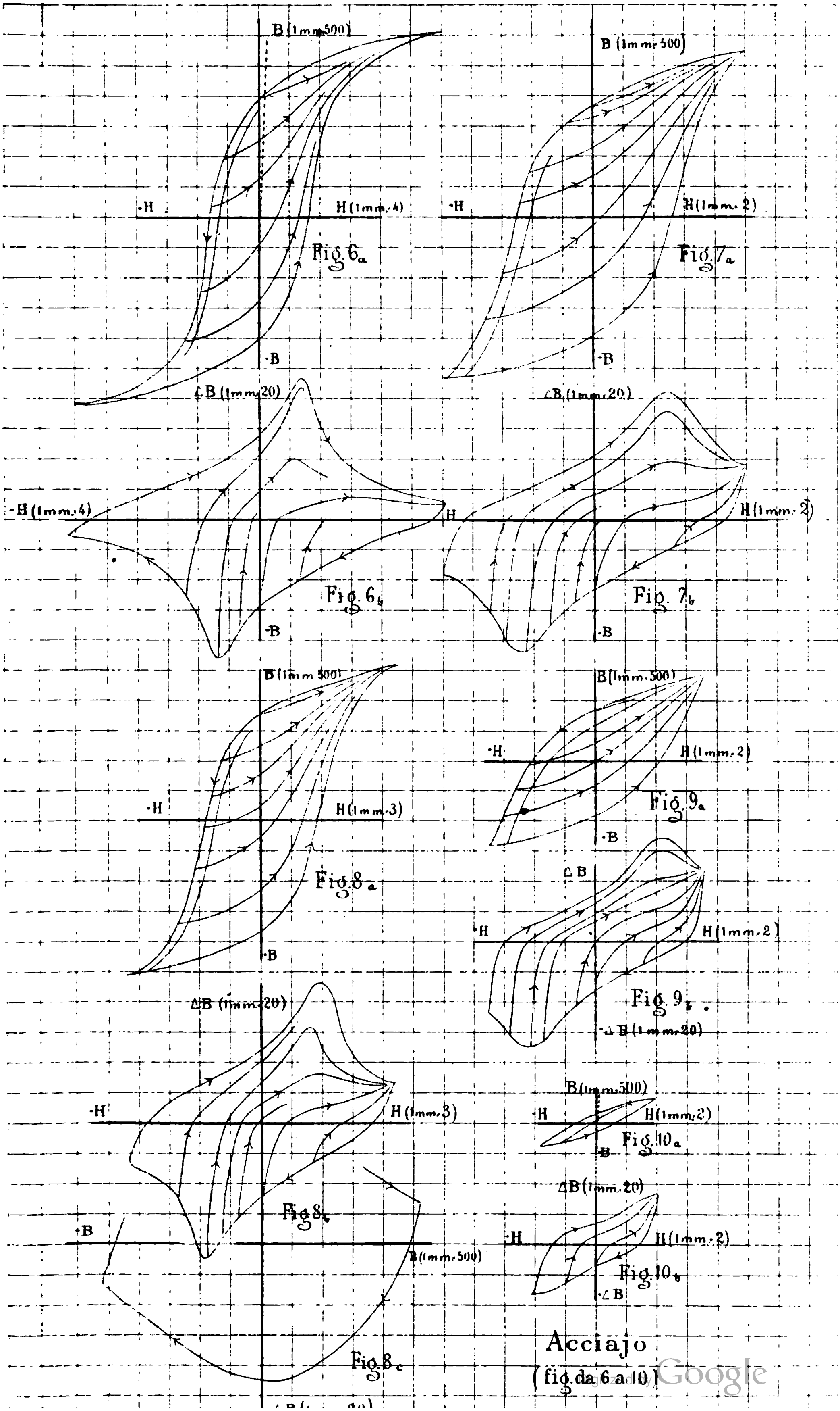
Pietro Salvioni, *gerente responsabile*.

M. Ascoli

Nuovo Cimento. Serie V, vol. III, Tav. I



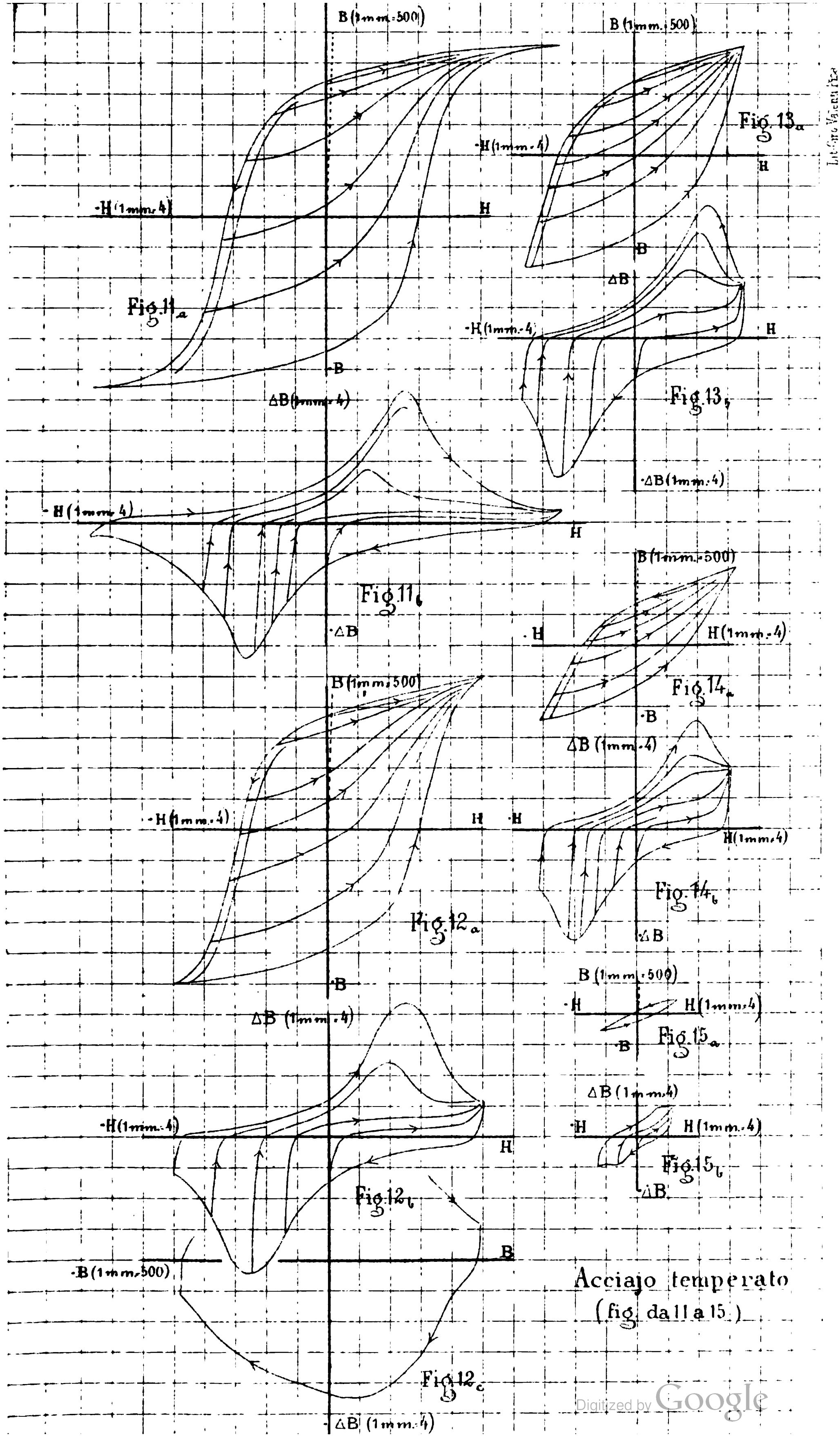




M. Ascoli

Acciajo

(fig. da 6 a 10)



Acciajo temperato
(fig. da 11 a 15)

M. Ascoli

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Ha fatto adesione alla Società

Gherardini Prof. Amedeo, R. Scuola Normale — Brescia

In esecuzione dell' art. 5 del regolamento, i Soci seguenti, che non hanno ancora pagato la quota del 1900, si ritengono dimissionari:

Agostini Bettino
Bottazzi Alfredo
Faggiotto Agostino
Finzi Giorgio
Garrubba Sante
Lacquaniti Camillo
Melani Pietro
Milani Giulio
Monti Virgilio
Morale Alessandro
Paternò Emanuele
Pellizzari Ferruccio Ranieri
Quadrio Antonio

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLV.

Hanno pagato la quota del 1901 i Soci:

Allegretti Mario
Campetti Adolfo
Canestrelli Ignazio
Cassuto Leonardo
Consani Dario
Cresci Giovanni
Dainelli Alberto
De Lucchi Guglielmo
Finocchi Eusebio
Gatti Enrico
Lami Paolo
Macaluso Damiano
Maccarrone Francesco
Macchia Pietro
Mastricchi Felice
Murani Oreste
Piaggesi Giuseppe
Picciati Giuseppe
Pierpaoli Nazzareno
Pitoni Rinaldo
Salvioni Enrico
Santarelli Giorgio
Tolomei Giulio
Vanni Giuseppe
Vassura Giuseppe

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Alessandri Guido
Andreasi Giuseppe
Ascoli Moisè
Boccara Vittorio
Bongiovanni Giuseppe
Bosi Italo
Canuto Sebastiano
Cirri Oreste
Ferrini Rinaldo
Gherardini Amedeo
Marangoni Carlo
Montù Carlo
Naccari Andrea
Oddone Emilio
Righi Augusto

SULLA CONDUCIBILITÀ ELETTRICA DEI LIQUIDI ISOLANTI E DEI LORO MISCUGLI.

Ricerche sperimentali del Dott. GIUSEPPE DI CIOMMO.

Introduzione.

Lo studio della conducibilità elettrica dei liquidi organici (considerati per lungo tempo quali coibenti) rimonta a molti anni addietro; soltanto però negli ultimi tempi venne eseguito con metodi attendibili e di grande sensibilità; per modo che si è venuto ad assodare che la quasi totalità di tali liquidi, quantunque di poco, conducono l'elettricità. Tra i primi ad occuparsi dell' argomento vanno ricordati il Gladstone ed il Tribe [1]), i quali però trovarono che non conducono affatto il cloroformio, l' acetato ed il ioduro di etile, il ioduro d' amile e d' isobutile, il bromuro di propilene etc. Essi peraltro, sin d' allora constatarono che l' alcool etilico conduce un poco la corrente elettrica e la sua conducibilità aumenta quando esso viene mescolato ai predetti liquidi, quantunque essi fossero coibenti. Il Bartoli [2]), con varii metodi, proseguì alacremente lo studio dell' argomento, operando su d' un gran numero di idrocarburi solidi e liquidi e per questi ultimi venne alle seguenti conclusioni « Non conducono affatto, nè alla più bassa temperatura, nè a quella di ebollizione tutti gli idrocarburi liquidi della serie grassa come quelli della serie aromatica senza eccezione e tutti i composti che da essi derivano per sostituzione di Cl, Br, J e Cy all' idrogeno: così pure tutti i cloruri, bromuri ioduri e cianuri dei radicali acidi, gli ossidi dei radicali organici e gli eteri, quantunque alcuni di questi presentano alle volte segni di conducibilità accidentale ». Il metodo tenuto a preferenza dall' Autore consistette nell' uso

1) Gladstone e Tribe. Proceding of Royal Society, 1877.

2) Bartoli A. Rendiconti Acc. dei Lincei, Giugno 1884 e Nuovo Cimento, 3. serie, t. 16, 1884.

d' un galvanometro sensibilissimo messo in circuito col liquido sperimentale e con una pila di 800 elementi Daniell. La conducibilità del liquido era desunta dalla deviazione del galvanometro. In una seconda Memoria [1]) il Bartoli si occupò del come varia la conducibilità di alcuni miscugli, tra liquidi conduttori e coibenti, al variare della temperatura del miscuglio e trovò che per la maggior parte delle mescolanze studiate, l' andamento del fenomeno non è diverso da quello che si verifica per le soluzioni elettrolitiche; mentre per altre la conducibilità decresce al crescere della temperatura.

Soltanto dopo tali lavori si mirò a studiare il problema dal punto di vista quantitativo ed, usando metodi più sensibili, si potè constatare, come ho detto innanzi, che moltissimi liquidi, passati prima come addirittura coibenti, non lo sono in modo assoluto. Sorse allora però una ben più ardua questione, che non ancora si può dire risoluta in modo esauriente: quella cioè di assodare se i liquidi *coibenti*, obbediscono, nella loro tenuissima conducilità, alla legge di Ohm. Tale argomento forma il primo indice per potere indagare il meccanismo interno della conducibilità. I risultati dei varii autori sono però tuttora contradittori: così mentre il Quinke [2]) trovò che la legge di Ohm non è verificata, il Naccari [3]) asserì invece che, nelle sue particolari esperienze, tale legge è soddisfatta nella conducibilità del benzolo dell' etere di petrolio e di varie altre specie di petrolii. Il Warburg [4]) opina che la divergènza tra i varii autori è soltanto apparente e cagionata dalla decomposizione di piccolissime quantità di sostanze estranee contenute nel liquido in esame e lo stesso Quinke [5]) venne in seguito alla conseguenza che nel fenomeno della conducibilità dei liquidi coibenti, al trasporto meccanico si aggiunge, quando il liquido è omogeneo, un trasporto elettrolitico se la

1) A. Bartoli. Sulla dipendenza della conducibilità elettrica dalla temperatura, nelle soluzioni degli alcooli nei liquidi poco conduttori od isolanti. N. Cimento, 3. ser., vol. 20, pag. 125, 1874.

2) G. Quinke. Wied. Ann., 28, p. 550, 1886.

3) A. Naccari. N. Cimento, 4. ser., vol. 8, 1898. (Letto al Congresso fisico di Torino 1898).

4) Warburg E. Wied. Ann., 54, p. 432, 1895.

5) Quinke G. Wied. Ann., 19, p. 747.

f. e. m. supera un certo limite. Lo Schweidler [1]), operando sul toluolo, osservò che la legge di Ohm non si verifica al passaggio dell' elettricità e che intorno agli elettrodi del vaso a resistenza, si trovano cariche omonime libere. Ad analoga conseguenza è pervenuto recentemente il Gädeke [2]), operando sul solfuro di carbonio, sul benzolo e sull' essenza di trementina, dei quali liquidi, con un metodo galvanometrico, ha cercato le resistenze specifiche al variare del potenziale (1000 a 2000 volt) e della lunghezza della colonna liquida (1 a 20 mm.) interposta agli elettrodi del vaso. Egli ha trovato che per uguale lunghezza dello strato liquido sottoposto all' esperienza, la resistenza cresce col crescere della f. e. m. e, per uguali valori di questa, la resistenza specifica diminuisce col crescere della lunghezza della colonna liquida. È forse appunto per tali ragioni che i risultati delle resistenze specifiche ottenute dai varii autori (i quali non operarono certamente nelle identiche condizioni di f. e. m. e di lunghezze di colonne liquide) sono molte volte assai discordi tra loro, come ben si può constatare esaminando i valori dati dal Bouty [3]) e dallo stesso Gädeke per l' essenza di trementina e pel solfuro di carbonio. Il Bouty aveva già notata questa grande discordanza senza però indagarne la causa.

Lavori su miscugli di liquidi coibenti o mancano o sono pochissimi finora se si eccettua quello già ricordato del Bartoli ed un altro dovuto a V. Novak [4]) riflettente la conducibilità elettrica ed i punti di congelamento di soluzioni di acqua nell' acido formico. Allo scopo di apportare un contributo sull'argomento, nel presente lavoro, mi son proposto di determinare (in condizioni determinate di potenziale e di lunghezze della colonna liquida), le resistenze d' un certo numero di idrocarburi liquidi e dei loro miscugli, per vedere come le une dipendono dalle altre, allo stesso modo che si è fatto per gl' indici di rifrazione dal Damien [5]) e dal Van Aubel [6]), per le re-

1) E. V. Schweidler. Drude's Ann. der Phis. t. 4., p. 313, 1901.
2) Gädeke H. Heidelberg. Buchdruckerei von karl. Rössler 1901.
3) Bouty. Ann. de chimie et Phys. 6. ser., vol. 32, 1892.
4) V. Novak. Phylos. Magazine vol. 44, ser. 5., p. 9, 1897.
5) B. C. Damien. Annale de l' Ecole Normale Superieure. Ser. 2., t. 10, 1881.
6) Van Aubel. Journal de Physique, ser. 3., vol. 4, p. 478.

sistenze elettriche delle leghe metalliche da molti autori, per i calori specifici dalle leghe stesse da Spring [1]) da Mazzotto [2]), da Van Aubel [3]) ecc., per la conducibilità su miscugli di soluzioni acquose di sali ed acidi minerali negl' importanti lavori del Bouty [4]) e dell' Arrhenius [5]). *Trattandosi qui però di liquidi, per i quali le resistenze specifiche dipendono dal valore del potenziale usato e dalla lunghezza della colonna liquida impiegata, i risultati, ai quali sono pervenuto, non possono avere (per sè stessi), valore generale ed assoluto; ma, operando nelle identiche condizioni (potenziale e lunghezza di colonna liqùida) servono soltanto ad indicare come variino le resistenze elettriche dai liquidi puri ai loro miscugli e dai liquidi puri a quelle per essi calcolate in base ai valori trovati per le resistenze dei miscugli ed al percento di questo.*

Tale argomento non è privo d' interesse perchè tende a mostrare quali profonde modificazioni avvengono nelle proprietà di liquidi siffatti in seno delle loro soluzioni.

Metodi sperimentali tenuti.

Primo Metodo. — Nel presente lavoro ho tenuto due metodi diversi, a seconda che il liquido in esame aveva una resistenza estremamente grande od una molto più piccola; ma sempre grandissima. Il primo metodo si riferisce alla prima categoria di liquidi comprendente: il benzolo, il toluolo, l' esane, l' ettano, lo xilolo (meta), il cumolo, il tetracloruro di carbonio ed i loro miscugli. Esso consiste nel far comunicare uno degli elettrodi del vaso a resistenza con l' ago d' un elettrometro a quadranti; l' altro elettrodo, essendo congiunto al polo d' una pila, di cui il polo contrario sta al suolo. La disposizione sperimentale è rappresentata dalla fig. 1 in cui:

1) Spring. Bull. de l'Acc. des sciences de Belgique, ser. 2., t. 32, p. 458, 1875.
2) Mazzotto. Atti dell'Acc. di Torino, vol. 17, pag. 3, 1901.
3) Van Aubel. Journal de Phys., 3. ser., t. 9, p. 493, 1900.
4) Bouty. Journal de Phys., 2. ser., vol. 7, p. 311.
5) Arrhenius. Wied. Ann., t. 30, p. 51, 1887.

P indica la pila di carica dell'elettrometro

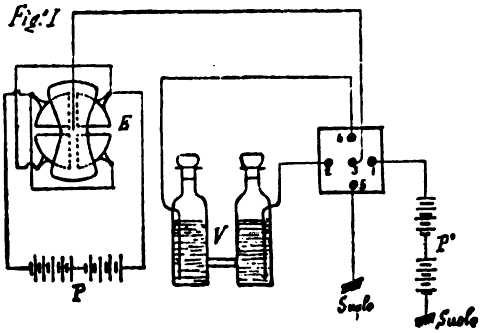
E » elettrometro a quadranti Thomson-Villari.

V » vaso a resistenza contenente il liquido.

1-2-3-4-5. Pozzetti a mercurio

P' indica la pila di carica del liquido sperimentale, composta di 100 piccoli elementi Daniel isolati su paraffina.

Fig. I



Facendo comunicare mediante cavallieri metallici i pozzetti 1 e 2; 3 e 4, si viene a stabilire tra gli elettrodi del vaso a resistenza V una f. e. m. V, uguale a quella della pila P', onde l'elettricità penetra attraverso il liquido (se questo è conduttore) e carica l'ago di E, che si sposta quindi lentamente dalla sua posizione di riposo e tende a raggiungere il valore del potenziale V. Ma, a misura che il potenziale dell'ago cresce, va crescendo altresì il disperdimento naturale che l'ago subisce; onde, dopo un certo tempo, (all'incirca 2 ore in media nelle mie esperienze) la quantità di elettricità che l'ago riceve attraverso il liquido sperimentale, uguaglia quella che liberamente perde nell'aria ed allora l'ago resta stazionario.

Se v indica quindi il potenziale, cui è pervenuto l'ago nello stato di equilibrio predetto, la f. e. m. agènte tra l'elettrodo 2 del vaso V e l'ago dell'elettrometro, è data da: $(V - v)$, e

l' intensità di corrente che attraversa il liquido del vaso, sarà quindi:

$$I = \frac{V - v}{R} \quad (^1)$$

in cui R indica la resistenza del liquido intesa come *relativa* alla differenza di potenziale $(V - v)$.

Ciò posto la quantità di elettricità che l' ago riceve in un minuto primo, sarà:

$$60''. I = \frac{V - v}{R} . 60''$$

e quella che liberamente perde nello stesso tempo è data da:

$$c . \varepsilon ,$$

ove c indica la capacità elettrica dell' ago ed ε il decremento del potenziale (cui l' ago è pervenuto) nel tempo di 1' e dovuto al disperdimento. Per l' equilibrio esaminato, dovrà quindi essere:

$$(1) \qquad \frac{V - v}{R} . 60'' = c \varepsilon .$$

Da cui, il valore di R, è dato da:

$$(2) \qquad R = \frac{V - v}{\varepsilon} . \frac{1}{c} . 60'' .$$

Tale resistenza sarà espressa in Ohm se c si esprime in Farad.

1) La relazione stabilita: $I = \frac{V - v}{R}$ non può avere l' ampio significato che le assegna la legge di Ohm, giacchè i liquidi in questione non seguono tale legge e ciò pel solo fatto che i valori delle resistenze dalla predetta formola ricavati, cioè: $R = \frac{V - v}{I}$ variano con la differenza $(V - v)$. Sotto tale restrizione soltanto la relazione precedente si può applicare al caso che ci occupa, ed affinchè i risultati sieno comparabili, deve essere $(V - v) =$ cost in tutte le esperienze tra cui la comparazione devesi far rilevare: in quelle cioè tra ciascuna coppia di liquidi e dei loro miscugli. Effettivamente nel mio caso, ciò non si verifica nel modo assoluto; giacchè si tenne V costantemente uguale a 100 Daniell e v, d' altra parte, varia con i valori di R. Ma per la grandissima resistenza dei liquidi della 1.a categoria, v risulta sempre molto piccola rispetto a V; esso infatti giunse al massimo a 1,5 Daniell. Onde la differenza $(V - v)$, per l'approssimazione che può pretendersi in lavori siffatti, si può ritenere come costante.

Il valore di V si ottiene facendo comunicare direttamente il polo 1 della pila P′ con l'ago di E ed è dato dalla deviazione massima stazionaria, cui l'ago perviene: il valore v è dato dall'esperienza stessa nel modo già detto. Quanto poi ad ε (disperdimento espresso dall'abbassamento di v in 1′) si trova facilmente come segue. Dopo di aver letto il potenziale v all'elettrometro, si toglie il cavalliere 3-4, isolando l'ago, che discende lentamente e si numerano le divisioni discese in 1′: esse rappresentano il valore di ε. La capacità c dell'ago si determina infine nel seguente modo. Se δ_0 indica la deviazione massima stazionaria dell'ago di E quando lo si fa comunicare direttamente col polo isolato d'una pila messa nelle identiche condizioni di P′, potrà scriversi:

$$c\,V' = k\,\delta_0 \tag{3}$$

in cui V′ indica il potenziale della pila e k un coefficiente arbitrario. Se allora si scarica l'ago, e con la stessa pila si carica una sfera isolata di raggio r, la quale si fa poi comunicare con l'ago di E, il potenziale x cui perviene il sistema (ago e sfera) sarà dato dalla relazione;

$$r\,V' = (r + c)\,x \tag{4}$$

essendo la capacità elettrostatica d'una sfera uguale al suo raggio espresso in cm. Si ha dalla (4):

$$x = \frac{r\,V'}{c + r}. \tag{5}$$

Se δ_1 indica allora la nuova deviazione dell'ago quando lo si fa comunicare con la sfera precedentemente caricata, si ha per la (5)

$$c\,\frac{r\,V'}{c + r} = k\,\delta_1. \tag{6}$$

Eliminando dalle (3) e (6) la costante k e, ricavando il valore di c, si ha

$$c = \text{capacità elettrostatica dell'ago} = r\,\frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_1}\ \text{unità elettrostatiche.}$$

In farad., la capacità c sarà quindi:

$$c = r\,\frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_1}\cdot\frac{1}{3^2.10^{11}}\ \text{Farad}\ .$$

Operando nel modo predetto, fu trovato come media di un gran numero di misure, fatte prima e dopo la serie delle determinazioni delle resistenze:

$$c = 2{,}9.10^{-11}\ \text{Farad.}$$

Avvertenze pratiche, precauzioni sperimentali e dati di costruzione degli apparecchi usati.

Prima di tutto occorre dire che, a causa della piccolissima capacità dell' ago dell' elettrometro, e per i grandissimi valori delle resistenze a misurare, che sono dell' ordine di centinaia di trilioni di ohm, il metodo descritto porterebbe ad errori grossolani se non si tenesse conto della conducibilità propria del vetro, di cui è formato il vaso V, e non si eliminasse del tutto la conducibilità superficiale del vetro stesso. A tale uopo, e riguardo alla prima di tali avvertenze, si ebbe cura di scegliere per il vaso un vetro di piccolissima conducibilità propria, la quale nella maggior parte dei casi, risultò trascurabile rispetto a quelle da doversi misurare. Per quei pochi liquidi, nei quali ciò non si verificava, si tenne conto della conducibilità del vetro, nel modo che sarà detto in seguito. Circa poi alla conducibilità superficiale del vetro, si sa che questa è estremamente variabile e può giungere, in determinate condizioni, a valori grandissimi rispetto a quelli dei liquidi in questione. Occorreva perciò eliminarla del tutto: sono giunto a tanto, coprendo completamente le superficie esterne del vaso V con uno strato di gomma lacca dello spessore non minore di 1 mm. sparsa con molta accuratezza e quindi fusa in una stufa a conveniente temperatura. Pur tuttavia, non si giungeva a buoni risultati, se non si manteneva, almeno per 15' lo stato di fusione della gomma lacca. Così preparato il vaso, si faceva raffreddare sotto un essiccatore ad acido solforico concentrato, poggiandolo su di un blocco di paraffina

ottenuta da recente fusione e vi si manteneva per circa 30' prima di introdurre il liquido sperimentale. Il vaso era chiuso con braccioli smerigliati e restava sotto l'essiccatore durante le misure: i fili di congiunzione degli elettrodi uscivano da appositi tappi di paraffina applicati in due fori della campana dell'essiccatore, per poi andare ai pozzetti 2 e 4 isolati nell'aria atmosferica. Pur osservando tutte queste precauzioni, si è sempre constatato che la resistenza dell'insieme del vaso e del liquido andava man mano aumentando a partire dal tempo, in cui il vaso veniva riempito e tale incremento durava per oltre 24 ore, onde la misura effettiva non si faceva che il giorno seguente quello in cui si riempiva il vaso. Questo fatto era probabilmente dovuto alla condensazione di piccolissime tracce di vapore acqueo sulle pareti del vaso quando questo veniva riempito, fuori dell'essiccatore, con i liquidi sperimentali, tutti più o meno volatili.

I pozzetti 1-2-3-4-5 erano formati da tubicini di vetro infissi in altrettanti fori d'un blocco di legno, nei quali si era colata la paraffina fusa. I ponticelli metallici erano tenuti da blocchi di paraffina per isolarli dalla mano dell'osservatore, il quale li manovrava mediante un manico di legno, infisso nella paraffina stessa, e ciò per non elettrizzare con lo strofinio, questo corpo facilmente elettrizzabile.

L'elettrometro era quello del Thomson modificato dal Villari [1]). In esso come è noto, la carica dell'ago è fatta a mezzo del sottilissimo filo di sospensione il quale è di argento [2]). Le letture erano fatte col metodo ottico su d'una scala messa alla distanza di 2 metri dallo specchietto dell'apparecchio.

1) E. Villari. Intorno ad alcune modificazioni dell'elettrometro a quadranti del Thomson. R. Istituto d'incoraggiamento. Napoli. Vol. 5, s. 4.

2) Il Bartoli, nelle procitate memorie, accenna pure all'uso dell'elettrometro per stabilire se un liquido coibente conduca o pur no l'elettricità; egli preferì però il metodo galvanometrico accennato. Nella sua prima nota, non è descritto la specie dell'elettrometro, col quale fece i detti tentativi, ma la poca sensibilità riscontrata fa supporre che abbia usato un elettrometro Mascart. Dipendendo infatti la sensibilità del metodo dalla piccolissima capacità dell'ago dell'apparecchio, ed in quello del Mascart, l'ago, essendo congiunto per la sua carica, ad un vero condensatore, le cui armature sono formate dall'acido solforico e dal fondo della custodia dell'apparecchio, separate dal vaso di vetro, che ne forma l'isolante, viene ad avere capacità elettrica abbastanza grande, onde il metodo perde la sua estrema sensibilità, sì da far preferire quello galvanometrico, che, nelle mie condizioni sperimentali, era peraltro molto meno sensibile.

Influenza della forma e dimensioni del vaso e della superficie e natura degli elettrodi sui risultati.

Ad eliminare il dubbio che i fenomeni che ci occupano, cioè le variazioni di resistenza dai liquidi puri ai loro miscugli dipendessero, in certo qual modo, dalla forma e grandezza della colonna liquida e dalla superficie e natura degli elettrodi (dubbio che potrebbe nascere, pel fatto che non ancora si è giunti alla spiegazione netta del meccanismo interno della conduzione in liquidi siffatti), prima della serie completa delle mie esperienze, ne ho fatte alcune preliminari, adoperando gli stessi liquidi con due recipienti a resistenza completamente diversi.

Il primo (che fu quello che ritenni poi in tutte le misure successive, per le ragioni che saranno dette tra breve) era a forma di H, come vedesi nelle figure 1 e 3, e ciò per potere realizzare il minimo volume (allo scopo di consumare piccole quantità di liquido) con la maggiore distanza degli elettrodi per eliminare i fenomeni di condensazione. Il diametro dei tubi formanti le due branche è di cm. 2,5, la distanza degli elettrodi cm. 7,5; le dimensioni delle lamine di platino (elettrodi) cm.q. 5 × 2,5 ed il diametro interno del tubo di congiunzione tra le due branche cm. 0,5.

L'altro recipiente, indicato nella figura 2, fu usato soltanto nelle misure preliminari per assodare l'influenza pre-

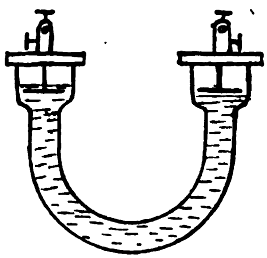


Fig. 2.

sunta. Esso è a forma di U con tratto circolare e branche raccordate e svasate nella parte superiore. Il diametro interno di

tale vaso nella parte principale è di cm. 1.00 e la distanza delle due branche raccordate cm. 6,5 circa. Gli elettrodi erano formati da due fili di nichelio di mm. 1,2 di diametro, attraversanti i due coperchi di ebanite e foggiati a spirale piatta di 2 cm. di diametro nelle parti terminali formanti le superficie degli elettrodi.

I liquidi usati in queste misure preliminari furono il benzolo, il toluolo ed il miscuglio a volumi uguali tra essi. I risultati seguenti mostrano che i rapporti tra le quantità $\frac{V-v}{\varepsilon}$ della (2) (le quali sono proporzionali alle resistenze dei liquidi) sono presso a poco gli stessi quando si adopera l'uno o l'altro dei due recipienti descritti.

Esperienze preliminari per assodare se la forma del vaso e la natura e superficie degli elettrodi influiscono sui risultati.

Liquidi sperimentati	Vaso ad H			Vaso ad U		
	Valori di $\frac{V-v}{\varepsilon}$	Rapporti tra i valori di $\frac{V-v}{\varepsilon}$ del		Valori di $\frac{V-v}{\varepsilon}$	Rapporti tra i valori di $\frac{V-v}{\varepsilon}$ del	
		Benzolo e del miscuglio	Toluolo e del miscuglio		Benzolo e del miscuglio	Toluolo e del miscuglio
Benzolo	104			73		
Toluolo	94	4,5	4,1	61	4,8	4,1
Miscuglio di benzolo e toluolo al 50 %	23			15		

Eliminato il dubbio precedente, le esperienze furono poi condotte col vaso ad H soltanto.

Influenza della conducibilità propria del vaso a resistenza.

Prima d'introdurre il liquido nel vaso V, veniva fatta una misura a vaso vuoto (bene asciutto del liquido precedente)

usando naturalmente tutte le precauzioni già indicate. Si determinava in tal modo la resistenza R' spettante al vaso vuoto; indi l'altra R quando s'introduceva il liquido: questa non era altro che la resistenza composta di R' e dell'altra R_1 spettante al liquido solo ed è perciò data da:

$$R = \frac{R' R_1}{R' + R_1},$$

da cui si ricava la resistenza R_1 del liquido solo, cioè:

$$R_1 = \frac{R R'}{R' - R} \tag{8}$$

Il valore di R' risultò in media di $1.7.10^{15}\ \Omega$, onde, pel grado di esattezza raggiunto nei risultati, si giudicò che la formola (8) era inutile applicarla per tutti i valori di R inferiori a $10^{13}\ \Omega$. In tali casi adunque si omisero le misure di R'.

Valori delle resistenze dei liquidi riferiti all' unità di volume di essi.

Allo scopo di riferire i risultati comparativi tra le resistenze a determinato e costante volume, invece di quello del vaso a resistenza, si è scelto il volume unitario, cioè il cm.c. [1]). Ecco come si è proceduto in tale determinazione. Se con r_1 si indica la resistenza del vaso quando si riempie, fino al segno di affioramento, con una soluzione di acido acetico al 20 %, la cui resistenza a 18°, rispetto a quella del mercurio puro a 0°, è 1500 10^{-10}, si ha:

$$\frac{\text{Resistenza specif. acido acetico come sopra}}{\text{Resistenza specif. mercurio puro a } 0^\circ} = \frac{1}{1500.10^{-10}} = \frac{10^8}{15},$$

1) Tali resistenze, riferite cioè al cm.c. di ciascun liquido, non si possono propriamente chiamare resistenze specifiche dei liquidi stessi, perchè esse, dipendendo, come si è visto innanzi, dalla lunghezza della colonna liquida sottoposta all' esperienza perdono la generalità che sta ad indicare la resistenza specifica ed è perciò che alle resistenze così calcolate non si è dato il nome di resistenze specifiche.

onde:

$$\text{Resistenza specif. acido acetico} = \text{Resistenza specif. mercurio puro a } 0^\circ \times \frac{10^8}{15} =$$

$$= 9,4 . 10^{-6} \frac{10^8}{15} = 6,3 . 10^2 .$$

Potendo d'altra parte mettere:

$$\frac{\text{Resistenza di un cm.c. del liquido sperimentale}}{\text{Resistenza specif. acido acetico come sopra}} = \frac{R_1}{r_1},$$

si ha:

$$\text{Resistenza di un cm.c. del liquido sperimentale} = 6,\ 3 . 10^2 \ \frac{R_1}{r_1} = \rho_{(m.\,t.)} .$$

Il valore di r_1 è naturalmente riferibile alla temperatura alla quale fu determinata R_1 e fu trovato col metodo del Kohlrausch.

Limite delle resistenze che si possono misurare col metodo descritto.

In generale ed astrazione facendo dalle condizioni impostemi nel presente lavoro, dirò che, quantunque il metodo sia estremamente sensibile, pure con esso non possono misurarsi resistenze, che eccedano un limite facile a trovarsi caso per caso e che peraltro non è praticamente così elevato, quanto teoricamente parrebbe, a causa delle perturbazioni, che sempre accompagnano le indicazioni dell'elettrometro. Così per le condizioni speciali degli apparecchi da me usati, pur disponendo d'un numero sufficiente di pile, il massimo valore pratico per V, non può superare 2000 divisioni della scala, corrispondenti all'angolo, sotto cui la finestrella dell'apparecchio si vede dal centro dello specchietto e per la distanza di circa due metri della scala da quest'ultimo. Il valore di v, per avere una certa attendibilità, deve superare i possibili spostamenti dello zero dell'apparecchio, cioè non essere inferiore ad una diecina di divisioni; e quello di ε non può essere al disotto d'una divisione se vuolsi apprezzare con sufficiente esattezza. Dopo ciò, si può calcolare il massimo valore delle resistenze

a potersi misurare, col metodo discusso, nelle mie condizioni sperimensali, cioè:

$$R = \frac{2000 - 10}{1} \cdot \frac{1}{2,9.10^{-11}} \cdot 60 = 4.10^{15}\,\Omega\,.$$

Questo limite massimo è peraltro maggiore della massima resistenza da me misurata, la quale corrisponde a quelle del recipiente ad H cioè: $1,7.10^{15}\,\Omega$: resistenza trovata, come tutte quelle dei liquidi della prima categoria, facendo V = 100 D.^{li} costantemente.

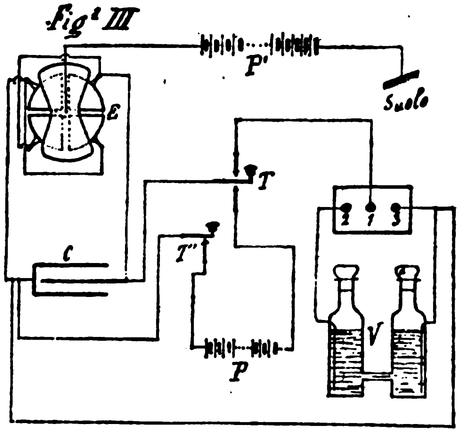
Quanto poi al limite inferiore delle resistenze a potersi misurare col metodo precedente, dirò in generale che esso dipende essenzialmente dal valore di v, il quale è funzione di quello di R e del disperdimento ε.

Per un disperdimento normale e per R inferiore a $10^{12}\,\Omega$, il potenziale v raggiunto dall'ago nello stato di equilibrio considerato avanti, riesce molto prossimo a V, onde la differenza $V—v$ risulta piccolissima, ed essendo essa affetta sempre dallo stesso ordine di errore assoluto, ne deriva un errore relativo grandissimo, che rende dubbi i risultati. Pur volendo quindi riferirsi ad un nuovo valore della differenza di potenziale $V—v$, nell'intesa che, tanto per ogni coppia di liquidi puri che per i loro miscugli (2ª categoria), tale differenza si mantenga sensibilmente costante (condizione questa necessaria, come si è visto, per rendere comparabili i risultati); pel fatto che l'esattezza di apprezzamento di $(V—v)$ va sempre decrescendo a misura che essa s'impicciolisce, ed è addirittura illusorio quando i valori di R scendono al disotto di $10^{12}\,\Omega$, occorre cambiare il metodo molto prima che le resistenze da misurare scendano a tale valore.

Tale è il caso della 2ª categoria di liquidi da me studiati e comprendente il solfuro di carbonio, il carvene, il bromobenzolo, il croroformio ed i loro miscugli, come pure i miscugli del solfuro di carbonio con l'ettano, l'esano ed il tetracloruro di carbonio.

Secondo metodo adoperato. — Il metodo adoperato per i precedenti liquidi e quello, che va sotto il nome della *perdita*

di carica, la cui disposizione sperimentale è rappresentata dalla fig. 3.



Un condensatore C, di capacità c, è messo in circuito con una pila P a mezzo dei tasti a molla T e T', abbassando i quali esso si carica e l'elettrometro E (i cui quadranti sono congiunti alle armature di C) ne accusa la differenza di potenziale V. Abbandonando i tasti T e T' e mettendo un ponticello metallico tra i pozzetti 1 e 2, le armature del condensatore si chiudono sul liquido sperimentale, contenuto nel vaso V, onde C si scarica lentamente e l'ago di E incomincia la sua discesa, misurandone in ogni istante il potenziale V'. Si rifletta intanto che il decremento del potenziale di C non è soltanto causato dalla scarica lenta attraverso il liquido; ma anche da quella attraverso il vetro del vaso a resistenza e dalle perdite che tutto il sistema subisce nell'aria atmosferica e per i sostegni. L'insieme di tutte queste cause produce lo stesso effetto d'una resistenza R intercalata tra le armature del condensatore, attraverso la quale si stabilirà una corrente I variabile in ogni istante e data da:

$$I = \frac{V'}{R}.$$

E la quantità di elettricità smaltita dal condensatore nel tempuscolo dt sarà data da:

$$I \cdot dt = \frac{V'}{R} \cdot dt.$$

Questa quantità, erogata dal condensatore, ne farà abbassare il potenziale del valore: $-dV'$, onde sarà:

$$\frac{V'}{R} . dt = -c . dV';$$

cioè:

$$\frac{dt}{R} = -c . \frac{dV'}{V'}$$

Integrando questa equazione differenziale tra i limiti $t=0$ e $t=t'$, si ha:

$$\frac{t}{R} = c \log_e \frac{V}{V'}$$

e quindi:

$$\text{Conducibilità tra le armature del condensatore} = \frac{1}{R} = \frac{c}{t} \log_e \frac{V}{V'}$$

Se con $\frac{1}{R'}$ si indica poi la conducibilità relativa al vaso soltanto ed al disperdimento naturale di tutto l'insieme degli apparecchi (condensatore, chiavi, sostegni etc.) si avrà analogamente, quando il liquido è tolto dal recipiente V:

$$\frac{1}{R'} = \frac{c}{t} . \log_e \frac{V}{V'_1} ,$$

onde la conducibilità vera del liquido è dato da:

$$\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right) = \frac{1}{R_1} = \frac{c}{t}\left(\log_e \frac{V}{V'} - \log_e \frac{V}{V'_1}\right) = \frac{c}{t} \log_e \frac{V'_1}{V'} ,$$

da cui:

$$\text{Resistenza della colonna liquida sperimentale} = R_1 = \frac{t}{c} \frac{1}{\log_e \frac{V'_1}{V'}} .$$

Per avere R_1 in ohm, c deve essere espresso in Farad, onde:

$$R_1(\Omega) = \frac{t}{C(F.)} . \frac{1}{\log_e \frac{V'_1}{V'}} .$$

Passando infine dai logaritmi neperiani ai decimali ed esprimendo C in microfarad, si ha finalmente:

$$(9) \qquad R_1(\Omega) = \frac{t}{C(\mu.F.)} \frac{1}{2.303 \log_{10} \frac{V'_1}{V'}} . 10^6.$$

Avvertenze pratiche relative al 2° metodo. — Le varie operazioni ad eseguirsi nel metodo or ora descritto, si riducono alle seguenti: Caricato il condensatore C, fino a tanto che l'ago di E giunga alla massima deviazione stazionaria, lo si isoli dalla pila (col ponticello 1-2 al posto e col recipiente V vuoto) e si vede a quale divisione della scala esso giunge in un tempo *t*. Tale divisione rappresenta il potenziale V'_1 della (9). Si scarichi quindi il condensatore, mettendo un ponticello tra i pozzetti 1-3, si aspetti che l'ago, riducendosi allo zero, faccia bene storcere il filo di sospensione, si tolga il ponticello 1-3 e si metta l'altro 1-2. Caricato allora nuovamente il condensatore C, nelle identiche condizioni di prima, lo si chiuda in circuito sul vaso a resistenza contenente il liquido e si veda a quale divisione della scala scende l'ago di E nello stesso tempo *t*. Tale divisione rappresenta il valore di V': in tal modo tutti gli elementi della (9) sono noti e si possono calcolare i valori di R_1, dai quali si ricavano poi le resistenze unitarie (riferite al cm.c.) $\rho_{(\Omega)}$ allo stesso modo indicato precedentemente. Anche in questa seconda serie di misure per i liquidi del 2° gruppo già detti, il vaso a resistenza era preparato come per i liquidi del 1° gruppo e si manteneva sotto l'essicatore durante le misure. Giova avvertire che in entrambi i metodi si presero tutte le cure per evitare le cause perturbatrici sulle indicazioni dell'elettrometro, cause molto facili a verificarsi per ogni piccolissima azione esterna d' induzione a motivo dell'infima capacità dell'ago dell'elettrometro; e perciò fu necessario tener chiuse le finestre e le porte della sala delle esperienze ed evitare che l'osservatore od altri si movesse nell'interno della sala, durante una misura.

I liquidi studiati mi furono forniti come puri dal Kahlbaum di Berlino, di essi il benzolo ed il cumolo erano privi rispettivamenle di tiofene e di terpene. Fu osservata la massima cura nell' essicarli mediante distillazioni successive, in *apparecchio a ricadere* ed in presenza del cloruro di calcio puro. La temperatura dei liquidi nelle esperienze è stata quella dell'ambiente, e variabile (dai mesi giugno a novembre) da 29°

a 20° centigradi. Tali temperature erano date da un termometro a decimi messo sotto l'essicatore in vicinanza del vaso a resistenza. La lunghissima durata di ciascuna esperienza affidava che l'equilibrio termico tra il liquido ed il bulbo del termometro fosse raggiunto.

Nelle esperienze, per alcune coppie di liquidi, come ad esempio, per quelle tra il benzolo ed il toluolo, e tra lo xilòlo ed il cumolo, si è operato sopra serie complete di proporzioni nei loro miscugli per vedere come queste influissero sui risultati. Per gli altri miscugli invece, si è operato sopra un solo percento, e ciò perchè, volendo fare diversamente, sarebbe occorso un tempo di molti mesi (basta ricordare che ognuna delle determinazioni richiedeva due giorni di tempo). Questa limitazione non toglie peraltro la generalità nei risultati perchè, come si vedrà in seguito, i miscugli tra le due coppie di liquidi scelti per le determinazioni a varie proporzioni, comprendono le due categorie distinte che ben riassumono gli altri casi.

I *percento* dei miscugli, infine, sono dati a volume perchè in tal modo interessano principalmente per le conseguenze che si vogliono trarre.

Nelle 6e colonne dei primi due quadri e nelle 5e degli altri sono *calcolate* le resistenze unitarie (riferite al cm.c.) $\rho_{(mc)}$, che avrebbero i miscugli in base alle resistenze unitarie dei liquidi componenti (supposte inalterate nel miscuglio) ed alle proporzioni o volume dei miscugli stessi. Il calcolo di $\rho_{(mc)}$ si è fatto quindi adoperando la nota formola:

$$\frac{a}{\rho_{(sciolto)}} + \frac{1-a}{\rho_{(solvente)}} = \frac{1}{\rho_{(mc)}} .$$

In cui a indica il volume di liquido sciolto nell'unità del volume del miscuglio; $\rho_{(sciolto)}$ e $\rho_{(solvente)}$ le resistenze unitarie dei liquidi componenti.

Nelle colonne 7a e 9a sono poi riportati i valori delle resistenze *unitarie* da assegnare a ciascuno dei liquidi componenti un miscuglio, supposto che l'uno di essi intervenga con la resistenza propria, e si *calcoli* quella dell'altro in base al suo percento ed alla resistenza trovata pel miscuglio stesso. Pel calcolo di tali resistenze ($\rho_{(sciolto)}$) si è adoperata la nota formola:

$$\frac{a}{\rho_{(sciolto)}} + \frac{1-a}{\rho_{(solvente)}} = \frac{1}{\rho_{(m)}} .$$

RISULTATI.

Quadro I. - (1° metodo). Miscugli tra il *benzolo* ed il *toluolo* (liquidi a resistenze pressochè uguali tra loro).

Percento di toluolo a volume %	Resistenze			Differenze tra le colonne contigue	Resistenze unitarie calcolate dalla regola delle proporzioni a volume		Percento di benzolo a volume %	Resist. unitarie calcol. pel benzolo in base alle resist. proprie del toluolo e dei miscugli ed alle proporzioni a volume. ρ' (sciolto)
	Ottenute dall'esper. R	Delle colonne liquide R_1	Unitarie (riferite al cmc). ρ (ml)		Del miscuglio ρ (mc)	Del toluolo ρ (sciolto)		
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
0	$4,3.10^{14}$	$5,8.10^{14}$	$8,5.10^{13}$	±0	$8,5.10^{13}$	—	100	$8,5.10^{13}$
0,15	4,1 »	5,4 »	7,8 »	+0,7	8,5 »	$0,1.10^{13}$	99,85	7,8 »
1,0	3,9 »	5,0 »	7,3 »	+1,2	8,5 »	0,5 »	99,0	7,3 »
6,0	2,4 »	2,8 »	4,1 »	+4,3	8,4 »	1,2 »	94,0	4,0 »
21,0	2,3 »	2,7 »	4,0 »	+4,2	8,2 »	2,6 »	79,0	3,5 »
37,0	1,6 »	1,8 »	2,6 »	+5.4	8,0 »	2,1(?)»	63,0	1,9 »
50,0	0,9 »	0,9 »	1,3 »	+6,4	7,7 »	2,6 »	50,0	0,7 »
71,0	1,4 »	1,4 »	2,0 »	+5,5	7,5 »	1,5(?)»	29,0	0,7 »
99,0	1,8 »	1,8 »	2,6 »	+4,5	7,1 »	2,6 »	1,0	0,4 »
99,9	2,8 »	2,8 »	4,1 »	+3	7.1 »	4,1 »	0,1	0,001»
100,0	4.9 »	4,9 »	7,1 »	±0	7,1 »	7,1 »	0	—

Quadro II. - (1° metodo). Miscugli tra lo *xilolo* (meta) ed il *cumolo* (caso di liquidi a resistenze molto differenti tra loro).

Percento di cumolo a volume %	Resistenze			Differenze tra le colonne contigue	Resistenze unitarie calcolate dalla regola delle proporzioni a volume		Percento di xilolo a volume %	Resist. unitarie calcol. per lo xilolo in base alle res. proprie del cumolo e dei miscugli ed alle proporzioni a volume. ρ' (sciolto)
	Ottenute dall'esper. R	Delle colonne liquide R_1	Unitarie (riferite al cmc) ρ (ml)		Del miscuglio ρ (mc)	Del cumolo ρ (sciolto)		
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
0	$6,1.10^{14}$	$9,4.10^{14}$	$1,3.10^{14}$	±0,0	$1,3.10^{14}$	—	100	$-1,3.10^{14}$
3	1,7 »	1,9 »	2,7 »	+5,3	$8,0.10^{13}$	$0,1.10^{13}$	97	$-3,0.10^{13}$
4	1,4 »	1,7 »	2,5 »	+4,6	7,1 »	0,12 »	96	−2,9 »
29	1,2 »	1,3 »	1,9 »	±0,0	1,9 »	0,6 »	71	−1,5 »
41	1,2 »	1,3 »	1,9 »	—0,5	1,4 »	0,8 »	59	−3,7 »
69	1.2 »	1,3 »	1,9 »	—1,1	0,8 »	1,4 »	31	−0,5 »
86	0,7 »	0,7 »	1,0 »	—0,3	0,7 »	0,9 »	14	−0,3 »
99,85	0,5 »	0,5 »	0,7 »	—0,1	0,6 »	0,7 »	0,14	−0,006 »
100	0,4 »	0,4 »	0,6 »	±0,0	0,6 »	0,6 »	0,0	—

Liquidi e miscugli studiati ad una sola proporzione.

Quadro III. - (1° metodo). *Xilolo* (meta) ed *Ettano*.

Percento di xilolo a volume %	RESISTENZE: Ricavate dall'esperienza R	Delle colonne liquide R_1	Unitarie (riferite al cmc) $\rho_{(mt)}$	Unitarie ricavate dalla regola delle proporzioni a volume $\rho_{(mc)}$
0	$4,1.10^{14}$	$5,4.10^{14}$	$7,8.10^{13}$	$7,8.10^{13}$
41,6	4,7 »	1,9 »	2,7 »	9,9 »
100	6,1 »	9,4 »	$1,3.10^{14}$	$1,3.10^{14}$

Quadro IV. - (1° metodo). *Esano* ed *Ettano* (percento di ettano).

Percento di ettano %	R	R_1	$\rho_{(mt)}$	$\rho_{(mc)}$
0	∞	∞	∞	∞
48,6	$4,1.10^{14}$	$5,4.10^{14}$	$7,8.10^{13}$	$1,6.10^{14}$
100	4,1 »	5,4 »	7,8 »	$7,8.10^{13}$

Quadro V. - (1° metodo). *Esano* e *Tetracloruro di carbonio* (percento di tetracloruro di carbonio).

Percento di tetracloruro di carbonio %	R	R_1	$\rho_{(mt)}$	$\rho_{(mc)}$
0	∞	∞	∞	∞
48,8	$7,3.10^{14}$	$1,2.10^{15}$	$1,7.10^{14}$	$2,7.10^{14}$
100	6,1 »	$9,4.10^{14}$	1,3 »	1,3 »

Quadro VI. - (2° metodo). *Solfuro di carbonio* e *Tetracloruro di carbonio* (percento di solfuro di carbonio).

Percento di solfuro di carbonio %	R	R_1	$\rho_{(mt)}$	$\rho_{(mc)}$
0	$6,1.10^{14}$	$9,4.10^{14}$	$1,3.10^{14}$	$1,3.10^{14}$
51,4	$2,2.10^{13}$	$7,9.10^{12}$	$1,2.10^{12}$	$2,3.10^{13}$
100	$7,9.10^{12}$	7,9 »	1,2 »	$1,2.10^{12}$

Quadro VII. - (2° metodo). *Solfuro di carbonio* ed *Ettano* (percento di solfuro di carbonio).

Percento di solfuro di carbonio %	R	R_1	$\rho_{(mt)}$	$\rho_{(mc)}$
0	$4,1.10^{14}$	$5,4.10^{14}$	$7,8.10^{14}$	$7,8.10^{14}$
41,6	$7,5.10^{13}$	$7,5.10^{13}$	$1,1.10^{13}$	$2,9.10^{13}$
100	$7,9.10^{12}$	$7,9.10^{12}$	$1,2.10^{12}$	$1,2.10^{12}$

QUADRO VIII. - (2° metodo). *Solfuro di carbonio* ed *Esano*.

Percento di solfuro di carb. a volume %	RESISTENZE			
	Ricavate dall' esperienza R	Delle colonne liquide R_1	Unitarie (riferite al cmc) $\rho_{(ml)}$	Unitarie calcolate dalla regola delle proporzioni a volume $\rho_{(mc)}$
.0	∞	∞	∞*	∞
39,8	$8,0.10^{13}$	$8,0.10^{13}$	$1,2.10^{12}$	$3,0.10^{12}$
100	$7,9.10^{12}$	$7,9.10^{12}$	1,2 »	$1,2.10^{12}$

QUADRO IX. - (2° metodo). *Carvene* e *Bromobenzolo* (percento di bromobenzolo).

0	$2,3.10^{12}$	$2,3.10^{12}$	$3,3.10^{11}$	$3,3.10^{11}$
46,6	$1,8.10^{11}$	$1,8.10^{11}$	$2,6.10^{10}$	$1,9.10^{10}$
100	$6,2.10^{10}$	$6,2.10^{10}$	$9,0.10^{9}$	$9,0.10^{9}$

QUADRO X. - (2° metodo). *Bromobenzolo* e *Cloroformio* (percento di cloroformio).

0	$6,2.10^{10}$	$6,2.10^{10}$	$9,9.10^{9}$	$9,9.10^{9}$
34	2,3 »	2,3 »	3,3 »	7,2 »
100	3,2 »	3,2 »	4,7 »	4,7 »

QUADRO XI. - (2° metodo). *Carvene* e *Cloroformio* (percento di cloroformio).

0	$2,3.10^{12}$	$2,3.10^{12}$	$3,3.10^{11}$	$3.3.10^{11}$
50,3	$9,1.10^{10}$	$9,1.10^{10}$	$1,3.10^{10}$	$0,9.10^{10}$
100	3,2 »	3,2 »	$4,7.10^{9}$	$4,7.10^{9}$

Conclusioni.

Dai precedenti risultati si può concludere :

1° — Senza indagare il meccanismo interno della conducibilità dei liquidi coibenti, si può affermare che la distinzione

in modo assoluto tra essi e gli altri, riconosciuti come conduttori, non si può in alcun modo stabilire, giacchè, col perfezionarsi dei metodi sperimentali, si trova che tutti i liquidi coibenti accusano tracce (quantunque debolissime) di conducibilità propria. Nei liquidi da me studiati, soltanto l'*esano* è riportato come avente una resistenza pressochè infinita; ma se si riflette al limite massimo a potersi raggiungere nella misura delle resistenze col primo dei due metodi tenuti, dovremo dire più propriamente che, per tale liquido, la resistenza (sotto volume e forma identica a quelle del vaso V) non è inferiore a $4.10^{15}\,\Omega$.

Molti autori, tra i quali il Bouty, giunsero indirettamente ad analoga conseguenza. Così quest'ultimo, in un lavoro, precedentemente citato, dimostrò, per tutti i corpi, solidi, liquidi od in soluzione, la coesistenza del potere induttore specifico e della conducibilità elettrica.

2° — Le resistenze elettriche $\rho_{(mt)}$ dei miscugli dei liquidi che vanno sotto il nome di isolanti, non coincidono con quelle calcolate ($\rho_{(mc)}$) in base alle resistenze dei liquidi componenti ed alle proporzioni secondo cui essi entrano a formare il miscuglio. Così nei quadri III e seguenti (riferibili a miscugli eseguiti in una sola proporzione variabile da 34 al 51 %) i valori trovati di $\rho_{(mt)}$ sono sempre minori di quelli calcolati $\rho_{(mc)}$. Fanno eccezione soltanto i miscugli, nei quali entra il carvene, essendo per questi, invece: $\rho_{(mt)} > \rho_{(mc)}$.

3° — La differenza tra i valori calcolati $\rho_{(mc)}$ e quelli trovati $\rho_{(mt)}$ varia col percento del miscuglio; ciò risulta dalle colonne 5e dei quadri I e II, riferibili ai miscugli a varie proporzioni, tra benzolo e toluolo e tra xilolo (meta) e cumolo. Questi due casi, si può dire comprendano, salvo qualche piccola eccezione, due categorie di miscugli; il primo è riferibile a quella, nella quale i liquidi componenti ciascun miscuglio, hanno resistenze proprie pressochè uguali; il secondo rappresenta invece tutti i miscugli, in cui i liquidi componenti hanno resistenze molto differenti. Riguardo alle differenze ($\rho_{(mc)} - \rho_{(mt)}$) si vede che per il caso dei miscugli tra benzolo e toluolo ed analoghi, esse riescono sempre positive: partono da zero, raggiungono un massimo (proporzione del 50 % di toluolo nel

caso riportato) e ritornano poi allo zero. Nel quadro II (caso dei miscugli tra xilolo e cumolo ed analoghi), in cui le resistenze dei due liquidi componenti sono molto differenti tra loro (il loro rapporto supera 21,6) le differenze ($\rho_{(mc)} - \rho_{(ml)}$) partono dallo zero, raggiungono presto un massimo positivo, indi diminuiscono, ritornano allo zero, per diventare quindi negative e subire lo stesso andamento nel senso di tale segno (colonna 5, quadro II).

Inoltre le resistenze trovate per i miscugli della prima categoria già menzionata (aventi liquidi componenti con resistenze pressochè uguali) sono sempre minori delle resistenze proprie dei liquidi componenti (caso dei miscugli tra benzolo e toluolo, xilolo ed ettano, bromobenzolo e cloroformio). In questi casi eseguendo miscugli a varie proporzioni, i valori di $\rho_{(ml)}$ vanno diminuendo fino ad un minimo, poi prendono a crescere per raggiungere la resistenza propria del liquido sciolto (colonna 4, quadro I). Non passano invece pel minimo i valori di $\rho_{(ml)}$ riferibili a miscugli di liquidi dell'altra categoria, avente i liquidi componenti con resistenze molto differenti (colonna 4, quadro II).

4° — I numeri delle colonne 7 e 9 dei quadri I e II, ci dicono che le resistenze $\rho_{(sciolto)}$ e $\rho'_{(sciolto)}$ (quelle cioè calcolate per ciascuno dei due liquidi d'un miscuglio, in base alla resistenza trovata dell'altro liquido al percento del miscuglio ed alla resistenza propria (trovata) del miscuglio stesso), sono variabili col percento, sotto il quale il liquido (cui $\rho_{(sciolto)}$ si riferisce) entra nel miscuglio. Così nelle mescolanze tra benzolo e toluolo ed analoghe, i valori di $\rho_{(sciolto)}$, tanto pel benzolo che pel toluolo, vanno crescendo, a misura che cresce il loro percento, fino a ridursi alla resistenza propria.

Questo risultato si può enunciare nel seguente modo: *La conducibilità che uno di tali liquidi ha quando viene sciolto in un altro di conducibilità propria pressochè uguale, cresce con la diluizione.*

Inoltre il rapporto tra la resistenza propria di ciascuno di tali liquidi e la minima per esso calcolata è: Pel toluolo: $\frac{7,1.10^{13}}{0,1.10^{13}} = 71$ e pel benzolo: $\frac{7,8.10^{13}}{0,001.10^{13}} = 7800$. Questo risultato

ci mostra che l'abbassamento delle resistenze calcolate, rispetto a quella propria, è maggiore pel benzolo sciolto nel toluolo che viceversa. Il toluolo cioè ha maggior potere ad abbassare la resistenza del benzolo sciolto in esso, di quello che non abbia il benzolo verso il toluolo.

5° — Per il miscuglio tra xilolo e cumolo ed analoghi, i valori di $\rho_{(sciolto)}$ per quest'ultimo (liquido meno resistente dell'altro) vanno aumentando fino ad un massimo (colonna 7, quadro II) per poi diminuire fino a ridursi alla resistenza propria di esso liquido. I valori di $\rho_{(sciolto)}$ per lo xilolo (liquido più resistente), percorrendoli nel senso crescente dei percenti, (colonna 9, quadro II) cominciano con l'essere negativi, vanno poi crescendo in valore assoluto, indi s' invertono di segno e continuano a crescere fino al valore $1,3.10^{14}\,\Omega$ corrispondente alla resistenza propria di tale liquido.

Il significato algebrico del segno negativo ottenuto è soltanto quello per cui i valori di $\rho_{(mt)}$ (resistenza trovata per i miscugli) non variano di tanto in relazione del percento a per modo che non si verifica la relazione:

$$\frac{\rho_{(mt)}}{1-a} < \rho_{(solvente)} .$$

Fisicamente poi i numeri negativi, trovati per valori di una resistenza, non possono, per sè stessi avere senso alcuno; ma ci indicano però che qualche cosa di anormale (come ad esempio la formazione d'un nuovo composto) deve essere avvenuto nel miscuglio, a partire dalle proporzioni tra 71 e 59 °/₀ di xilolo, per modo che la formola, dalla quale si sono ricavati i valori di $\rho_{(sciolto)}$, non può essere applicata a partire da quel percento in giù. Questo modo di vedere sembra essere rafforzato dal fatto che i valori trovati per $\rho_{(mt)}$, a partire dalla proporzione indicata, si mantengono costanti dal 71 al 31 °/₀ e variano talmente in seguito per modo che il decremento relativo fino alla minima proporzione, è molto più piccolo di quello che si verifica tra il 100 ed il 71 °/₀, quantunque questo intervallo fosse meno della metà di quello prima considerato (tra 71 e 0 °/₀).

6° — Anche in questo miscuglio il rapporto tra la resistenza propria di ciascun liquido e la minima, per esso calcolata, è molto differente tra cumolo e xilolo, riuscendo pel primo: $\frac{0,6.10^{13}}{0,1.10^{13}} = 6$, e pel secondo $\frac{1,3.10^{14}}{0,006.10^{13}} = 21666$. Questo risultato, per le stesse ragioni già esposte pel caso tra benzolo e toluolo, si può riassumere dicendo che il cumolo ha maggior potere ad abbassare la resistenza del xilolo (meta) sciolto in esso, di quello che non abbia lo xilolo (meta) verso il cumolo.

7° — Tutti i precedenti risultati dimostrano quali e quante profonde modificazioni avvengono nei liquidi in seno delle loro soluzioni.

Napoli, Istituto Fisico della R. Università.
Dicembre 1901.

NUOVE RICERCHE SULLA POLARIZZAZIONE ROTATORIA MAGNETICA NELL' INTERNO DI UNA RIGA D' ASSORBIMENTO.

Nota del Dott. O. M. CORBINO.

1. In un precedente lavoro [1]) ebbi a ricercare il senso della polarizzazione rotatoria magnetica nell' interno di una delle righe di assorbimento del sodio, trovando che la rotazione, se pure si produceva, era nello stesso senso che fuori la banda, e non superava i 18°. Non avveniva però certamente in senso inverso, come si sarebbe potuto dedurre dall' ipotesi che la rotazione fosse dovunque proporzionale alla derivata $\frac{dn}{d\lambda}$ dell'indice rispetto alla lunghezza dell'onda. Ritenni quindi che tale risultato fosse in contradizione con la teoria. Tale conclusione attirò l'attenzione del Prof. Voigt il quale, in una recente Nota [2]), confermò con la sua teoria generale la mia previsione che nell' interno la rotazione dovesse avvenire in senso opposto a quello fuori la banda, ma, interpretando in un

1) Rend. Linc. 10, p. 137, 1901.
2) Ann. der Phys. B. 6, p. 784, 1901.

modo speciale le mie esperienze, concluse « che esse, invece di contraddire, confermano la teoria in una nuova direzione ».

2. Per intendere l'interpretazione con la quale il Professore Voigt mise d'accordo le mie esperienze con la previsione della teoria è necessario ricordare la disposizione sperimentale da me impiegata.

Un fascio di luce solare attraversava un nicol, la fiamma collocata tra i poli della elettrocalamita, un triprisma di quarzo di Fresnel e un altro nicol; e veniva infine esaminato con un reticolo Rowland. Le cose eran disposte in modo che nel campo dell'oculare si avessero ben nette le righe di Fraunhofer e le frange orizzontali dovute al triprisma. Queste riuscivano ancora nettamente visibili all'interno delle righe di assorbimento. Eccitando il campo le frange si inflettevano fortemente in vicinanza delle righe, ma nell'interno della riga restavano rettilinee, e, se si spostavano, questo spostamento avveniva nello stesso senso che fuori, e di una quantità che potei valutare inferiore a $^1/_{10}$ di frangia, il che corrisponde appunto a una rotazione inferiore a 18°.

Per conciliare questo risultato, che a me parve nettissimo, con la previsione opposta dedotta dalla teoria, il Prof. Voigt osserva intanto che per l'inflessione delle frange fuori la banda e la loro sparizione in una striscetta di transizione con l'interno, non si può stabilire di quale delle frange esterne sia continuazione una delle interne. E quindi lo sperimentatore, per accertarsi del senso dello spostamento nell'interno, non potrà che accrescere l'intensità del campo e osservare in che senso il nuovo spostamento avviene. Egli osserverà un movimento, per es., verso l'alto; ma siccome, al di là di un certo valore del campo, la rotazione, pur restando inversa, deve per la teoria diminuire al crescere del campo, questo spostamento piccolo verso l'alto sarà invece diminuzione del grande spostamento inverso iniziale.

In verità non mi pare che dalla mia breve Nota si possa ricavare essermi io servito, per venire alla conclusione, proprio di questo criterio che poteva condurre a una interpretazione opposta al vero. Il metodo da me allora seguito non poteva condurre a tale errore di interpretazione, perchè lo

spostamento delle frange fu seguito permanentemente durante un accrescimento continuo del campo dal valore zero al suo valore massimo, nè mi capitò di osservare traccia alcuna di questo spostamento, da me veramente non aspettato, prima in basso e poi di nuovo, lentamente, verso l'alto.

Ma in vista della grande autorità che deve attribuirsi a un parere del Prof. Voigt, io ho voluto riprendere le esperienze, convinto però che, se errore io avevo commesso, si trattasse di un errore di osservazione, per cause disturbatrici, e non di errore d'interpretazione.

E il risultato ha confermato le mie prime esperienze, e messo fuori dubbio che la rotazione nell'interno di una delle righe del sodio avviene nello stesso senso che fuori. I metodi da me seguiti e le precauzioni prese son parecchie; credo bene in questo caso riferirle con numerosi particolari.

Esperienze col triprisma.

3. In una apertura praticata nella finestra d' una stanza oscura era innestato un porta luce; il fascio di luce solare di ristrette dimensioni traversava un nicol fissato a un sostegno in ottone, quindi un elettrocalamita Weiss nel senso del suo asse, il triprisma a spigoli orizzontali, un altro nicol girevole su un cerchio verticale graduato e infine la lente cilindrica che lo mandava sul reticolo. Tutti i sostegni dei varii pezzi erano in ottone o in legno; inoltre le varie parti del sistema ottico eran perfettamente allineate e con gli assi rispettivi sull' asse del fascio.

Le frange orizzontali localizzate del triprisma si riproducono nette nel fuoco coniugato di esso rispetto allo specchio concavo su cui è tracciato il reticolo. Ivi si colloca l'oculare, e si sposta la lente cilindrica in modo da vedersi nettamente le righe di Fraunhofer. Per avere maggiore libertà nella scelta delle distanze e potere a volontà disporre il triprisma prima o dopo l'elettrocalamita ho dovuto rinunziare al dispositivo classico di Rowland che del resto imponeva delle esigenze di spazio inconciliabili con le dimensioni della stanza. Lo spettro però era nettissimo ugualmente, ed io potevo ottenere, il che non

era senza importanza lavorando da solo, di maneggiare comodamente, osservando il campo nell'oculare, il nicol analizzatore o gli altri pezzi che bisognava avere a portata di mano con gli altri metodi di cui dirò appresso.

La fiamma Bunsen disposta tra i poli, ad altezza conveniente, investiva dai due lati due perle di bromuro di sodio fuso in antecedenza. Si ottenevano così per un tempo sufficiente bande di una lunghezza (per la D_2) eguale a $^1/_4$ della distanza tra le due D.

L'elettrocalamita era eccitata per mezzo della corrente stradale (a 150 Volt) e un reostato a lampade in derivazione, coperte in modo che la loro luce non fosse di disturbo.

La distanza dei poli fu quasi sempre di 25 $^m/_m$.

Un amperometro inserito nel circuito permetteva la misura dell' intensità della corrente, da cui si passava a quella del campo per mezzo di un diagramma tracciato in antecedenza con l'impiego di una vaschetta di vetro a pareti sottilissime e inattive, contenente solfuro di carbonio.

Per fissare la posizione delle frange si ricorreva o ad un filo di bozzolo teso sulla faccia del triprisma o ad un altro simile teso nell'oculare.

Era mia intenzione di disporre uno dei fili nel centro di una frangia luminosa e dopo eccitato il campo spostare il nicol analizzatore fino a riportare la frangia sul filo, qualora, s'intende, ci fosse stato spostamento.

Questo spostamento si manifestò indubbiamente nello stesso senso che fuori la banda, invertendosi col senso del campo. E si potè constatare che al crescere lentamente del campo lo spostamento si produceva regolarmente e le frange restavano rettilinee senza esser mai perdute di vista, mentre quelle esterne si inflettevano sempre più.

Ma la misura esatta della rotazione e il modo come varia col campo non potè farsi bene con questo metodo per la seguente ragione.

Non potevo riferire le frange al filo teso sulla faccia del triprisma, poichè, formandosi le frange in un piano non contenente il filo, si osservano degli spostamenti, indipendentemente dal campo, per l' errore di parallasse durante il piccolo spo-

stamento del fascio solare; e molto meno poteva ricorrersi per la misura al filo teso nell'oculare, perchè la rotazione dell'analizzatore per riportare al posto di prima la frangia provoca degli spostamenti di tutto il fascio e quindi del campo di visione rispetto al filo fisso nell'oculare.

Le cose si complicano con poli più vicini e con correnti più intense.

All' eccitazione del campo la fiamma con i vapori viene aspirata nel canale dell' elettrocalamita, e il fascio luminoso viene a un certo punto estinto interamente dalla massa di vapore che vi si accumula. Oltre a ciò la fiamma si deforma per effetto del campo magnetico, e tutto il campo luminoso viene deviato e deformato fino a ottenersi la sparizione delle frange e del filo in una metà di esso, con la ricomparsa solo quando si trasporti l' oculare sulla retta che lo unisce al reticolo di parecchi centimetri. Ciò avviene anche senza i vapori di sodio, ma con la semplice fiamma Bunsen, come se delle frange localizzate prima della fiamma questa, con l' azione del campo, produca immagini virtuali deviate a differente distanza.

Per tuttociò era preferibile collocare il triprisma dopo la elettrocalamita, disporre la fiamma simmetricamente tra i poli e tener questi piuttosto lontani. È perciò che in tutte queste esperienze mi son tenuto per tale distanza a 25 $^m/_m$, ma per le altre cause di errore non credei opportuno servirmi di questo metodo per le misure. Ciò però non infirma l'esattezza del senso dello spostamento e della sua piccolezza, poichè, finchè si trattava di accertar ciò, si poteva procedere abbastanza rapidamente da non aver da temere lo spostamento solare.

Esperienze col compensatore di Babinet.

4. Un altro inconveniente del triprisma consisteva in ciò che le frange orizzontali con esso ottenute erano troppo serrate, contandosene nella piccola altezza del campo una ventina. In queste condizioni spostamenti compresi tra zero e un decimo di frangia non riuscivano misurabili agevolmente. Nel triprisma di Fresnel così come è costruito, per dimostrare cioè lo sdoppiamento dei due circolari inversi, il sistema equi-

vale ad un cuneo di quarzo ad angolo non molto acuto e quindi a spessore rapidamente crescente. A me occorreva invece o un cuneo di quarzo acutissimo, a spessore lentissimamente crescente, o meglio ancora la riunione di due cunei uno destrogiro e l'altro levogiro, disposti come nel compensatore di Babinet.

È facile però trasformare un compensatore di Babinet (per polarizzazione ellittica) in un compensatore per polarizzazione rotatoria, cioè in un sistema che dia luce polarizzata rettilineamente *in tutti i punti* ma con rotazioni lentamente crescenti dai due lati di una linea neutra. Basta disporre il compensatore di Babinet con la sua sezione principale a 45° dal primo nicol e disporre quindi una lamina quarto d'onda con la sua sezione parallela o normale al primo nicol.

In queste condizioni dai punti del compensatore escono raggi polarizzati ellitticamente, ma dappertutto con gli assi orientati parallelamente al primo nicol, e quindi la lamina quarto d'onda ristabilirà in tutti i punti la polarizzazione rettilinea, secondo la diagonale del rettangolo circoscritto.

Effettivamente, servendomi di questo mezzo, io potei avere nel campo solo due larghe frange orizzontali, che, girando l'analizzatore di 180°, restando sempre oscurissime, si spostavano di una lunghezza uguale al loro intervallo.

In questo caso però il compensatore e la mica debbono disporsi prima dell' elettrocalamita, poichè il loro sistema è equivalente al triprisma solo quando il piano di polarizzazione della luce incidente è dovunque parallelo alla sezione principale della mica, ciò che non avviene quando la luce ha attraversato la fiamma.

In queste condizioni alla chiusura del campo magnetico, l'aspetto assunto dagli sbarroni è quanto mai interessante. Lo si può immaginare ricordando che a una rotazione di 180° corrisponde una inflessione di poco meno che tutta la altezza del campo di visione, mentre sui bordi della banda la rotazione raggiunge 315°.

Col compensatore di Babinet l' errore di parallasse è evitato, perchè, essendo tutto il sistema meno spesso del tripri-

sma, il filo può disporsi ben vicino al piano in cui si hanno le frange localizzate.

Infine le deviazioni possibili prodotte dalla fiamma non avranno influenza perchè esse si produrranno sulle frange e sul filo insieme; quindi il loro spostamento relativo, compensato con la vite micrometrica, o con una rotazione dell' analizzatore, ci darà il vero valore della rotazione nell'interno.

Nelle esperienze definitive si procedeva nel modo seguente. Mettendo a posto il solo compensatore, spostandolo ed orientandolo convenientemente, si cercava di aver ben nette nell'oculare le righe di Fraunhofer e il filo orizzontale teso sul compensatore.

Quindi s'introducevano sul cammino dei raggi l' analizzatore e il polarizzatore, orientandoli in modo che, con o senza il compensatore interposto, il fascio fosse interamente estinto, con che la sezione del compensatore era parallela e normale ai due nicol i quali di più facevano tra di loro un angolo di 90°.

Dopo ciò, tolto il compensatore, si rotava l' analizzatore (mobile, come si è detto, su un cerchio graduato) esattamente di 45°, e si girava il polarizzatore (non munito di cerchio) fino a ottenere l'estinzione. Così quest' ultimo si era portato esattamente a 45° del compensatore. Quindi s' introduceva la mica quarto d'onda orientandola in modo che i due nicol restassero all'oscurità, allora si era sicuri che la sua sezione era parallela o normale al polarizzatore. Rimettendo a posto il compensatore l'aggiustamento era finito.

Il campo di visione era allora solcato da due larghe frange nere orizzontali che, spostandosi, restavano oscure per qualunque posizione dell'analizzatore.

Si spostava allora quest'ultimo fino a che il filo si trovasse nel centro della frangia luminosa, o meglio a uguale distanza dalle due frange nere. Questa posizione dell' analizzatore corrispondeva perciò a una rotazione zero prodotta dalla fiamma.

Chiudendo il campo si osservava, oltre alla grande inflessione delle frange fuori la banda, uno spostamento dentro di essa. Rotando l'analizzatore si annullava questo spostamento, si aveva così direttamente in gradi il valore di questa rotazione.

Le rotazioni osservate furono sempre nello stesso senso che fuori la banda, e poterono valutarsi con una incertezza di $\pm 1^\circ$. Talvolta per inesattezza dello zero iniziale le due rotazioni opposte, avute invertendo il campo, non avevano lo stesso valore assoluto. Malgrado queste incertezze ho potuto determinare, dopo numerose esperienze, i valori delle rotazioni corrispondenti a diverse intensità del campo.

In questa tabella appunto i indica la corrente magnetizzante, H l'intensità del campo, e ρ la rotazione osservata.

i (amp)	H	ρ	$\frac{H}{\rho}$
1,1	900	2°	450
2	2200	5°	440
3	3000	7	428
5,5	4200	9	464
7,3	5100	10	510
8,7	5600	10,7	523
10	5785	11	525
20	8571	16,5	519

Tali determinazioni non hanno la pretesa di condurre a una legge sull'influenza del campo. Osserverò solo che la rotazione cresce regolarmente con l'intensità del campo, anzi sembra che i valori di $\frac{H}{\rho}$ si conservino abbastanza prossimi tra loro.

È da notare che i primi valori di ρ, dato il limite di errori sopra riferito, sono molto incerti. Non è però meno certo che il fenomeno da quando è constatabile procede regolarmente e sempre in un senso.

Ciò è tanto più rimarchevole in quanto che le rotazioni negative previste dalla teoria di Voigt sono di ben altro ordine di grandezza. Infatti riferendoci alla formula (8) della sua Nota se ne deduce che da $P = 0$ fino a $P = \sqrt{12}$, essendo P proporzionale al campo, la rotazione inversa dentro la banda deve essere maggiore in valore assoluto di quella che si ha fuori la banda, ove come sappiamo può divenire 315°. E anche per valori maggiori del campo, per es. per tutti quelli che fu-

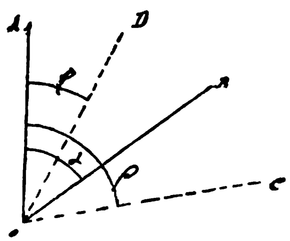
ron presi di base dal Voigt per la costruzione della fig. 1ª della sua Nota, essa è sempre grandissima.

Esperienza con la lamina di mezza onda.

5. Ho voluto verificare il risultato precedente con un metodo diretto. Interponiamo nel cammino del fascio, dopo l'elettrocalamita, una lamina di mezza onda che sia traversata dalla sola metà superiore del fascio [1]).

Si abbia come prima un polarizzatore all'entrata del fascio e un analizzatore avanti la lente cilindrica, comunque orientati. È facile prevedere le apparenze che si avranno nelle due metà del campo eccitando l'elettrocalamita.

Nella metà in cui le due miche si elidono avremo le apparenze già descritte dal Prof. Macaluso e da me, cioè una rotazione del piano di polarizzazione rapidamente crescente dall'esterno verso i bordi della banda, ovunque nel senso della corrente magnetizzante. Nell' altra metà in cui agisce la lamina mezza onda, se questa fa un angolo α col polarizzatore, all'uscita della fiamma e della mica la disposizione dei piani di polarizzazione sarà quella che si otterrebbe invertendo il campo e girando il polarizzatore dell'angolo 2α, cioè portandolo nella posizione simmetrica dell'attuale rispetto all'asse della mica. Infatti se O A è la direzione del polarizzatore, e OB la orientazione della lamina, se si rappresenta con $\rho = f(\lambda)$ la rota-



1) Si ottiene facilmente lo scopo con una lamina Bravais a quarti d'onda cui sia addossata una lamina semplice quarto d'onda orientata parallelamente a una della metà della Bravais. Così in metà di questa il sistema è equivalente a una lamina mezza onda, nell'altra metà le due miche si neutralizzano. La linea di separazione delle due metà è disposta orizzontalmente in modo che nel campo dell'oculare si abbia l'immagine netta di essa linea data dallo specchio del reticolo.

zione prima della lamina per i vari valori di λ, dopo il passaggio attraverso la mica il valore della rotazione sarà

$$\rho' = f'(\lambda)$$

con la condizione

$$\widehat{DOB} = \widehat{BOC}$$

cioè

$$\rho - \alpha = \alpha - \rho'$$

da cui si deduce, come si era enunciato,

$$\rho' = 2\alpha - \rho.$$

In particolare se l'asse della mica è parallelo al polarizzatore cioè

$$\alpha = 0$$

sarà

$$\rho' = -\rho$$

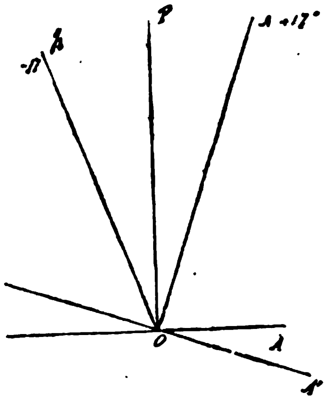
cioè nella metà del campo in cui agisce la lamina mezza onda la distribuzione dei piani di polarizzazione sarà uguale a quella che si otterrebbe per una inversione del campo.

Se nell'interno della banda la rotazione fosse nulla, sarebbe $\rho' = -\rho = 0$ e quindi nelle due metà del campo entro la banda si avrebbero quantità di luce uguali per qualunque posizione dell'analizzatore.

Invece se, come avviene, la rotazione per il massimo valore del campo è $+17°$, collocando l'analizzatore normalmente al polarizzatore si avranno illuminamenti uguali nelle due metà del campo, essendo le due direzioni OA e OB corrispondenti alle rotazioni delle due metà di $+17°$ e $-17°$ ugualmente inclinate rispetto al polarizzatore O A, mentre girando l'analizzatore d'un angolo $+17°$ fino a dargli la posizione OA' si estinguerà l'interno della banda per la metà del campo ove la rotazione magnetica è positiva, non si estinguerà nell'altra metà. Questa conseguenza ho io verificata sperimentalmente nel modo che segue.

Chiudendo il campo in un senso determinato e girando l'analizzatore, per es. in senso destrogiro, nella metà inferiore

del campo si vedevano muovere le bande dall'esterno verso i bordi della riga di assorbimento. Ciò dimostrava che in quella



metà del campo la distribuzione dei piani era quella dovuta a un campo destrogiro. Collocando l' analizzatore normalmente al polarizzatore ed eccitando l'elettrocalamita, l' interno della banda era egualmente luminoso nelle due metà. Allora girando l'analizzatore di + 17°, in O A', si estingueva la luce nell' interno della banda nella metà inferiore del campo, cioè ove la rotazione prodotta dal campo era destrogira.

Ciò dimostra che nell'interno della riga la luce era girata di + 17°. Portando il nicol analizzatore a — 17° invece si oscurava l'interno della banda nella metà superiore del campo come era da prevedere.

La stessa verifica ho potuto fare per i diversi valori del campo. Questa esperienza è decisiva perchè permette di essere eseguita nelle condizioni più semplici ed è di risultato nettissimo. Essa conferma qualitativamente e anche quantitativamente, per quanto meno sensibile alla misura, i risultati ottenuti col compensatore di Babinet.

Conclusione.

6. Il risultato sperimentale è stato ottenuto con una delle righe del sodio; ma prima di confrontarlo con la previsione teorica bisogna tener conto del fatto che per la vicinanza

delle due righe dovute a quel metallo, nell' interno dell' una può essere ancora sensibile la rotazione positiva prodotta dall'altra nelle sue adiacenze.

Effettivamente, servendomi di determinazioni antecedenti, ho potuto calcolare che per un campo di 4500 unità e per righe della stessa larghezza la rotazione dovuta alla presenza della riga sottile nel posto ove si ha la riga larga, qualora questa non si formasse, sarebbe inferiore a 3°, mentre la rotazione osservata è superiore a 9°. Non v'è quindi dubbio che la rotazione prodotta per effetto della riga larga, nell'interno di essa, è positiva.

Si può quindi concludere:

Nell'interno di una delle righe d'assorbimento del sodio, contrariamente a quanto prevede la teoria, la rotazione magnetica del piano di polarizzazione avviene nello stesso senso che fuori la riga; essa è molto piccola, e cresce in modo continuo col campo con legge approssimativa di proporzionalità semplice.

Palermo, Istituto Fisico della R. Università.
Gennaio 1902.

INFLUENZA DI UN DIELETTRICO SOLIDO INTERPOSTO FRA LE PALLINE DI UNO SPINTEROMETRO SULLA LUNGHEZZA DELLA SCINTILLA.

Ricerche sperimentali del Prof. S. LUSSANA
e del Dott. P. CARNAZZI.

Già parecchi fisici, fra cui citeremo il Baille, il Paschen l' Obermeyer, l' Heydweiller, il Righi, il Wesendonk, il Pierce ecc., dimostrarono che la lunghezza della scintilla che scatta fra le palline di uno spinterometro è influenzata dalla presenza di dielettrici o di conduttori comunicanti o meno col suolo. La maggior parte di essi si limita ad esaminare quanto avviene quando il corpo perturbatore è posto in vicinanza della scintilla, mentre il Righi[1]) dimostrò che una pallina metallica

1) A. Righi. Ricerche sperimentali sulle scariche elettriche. Nuovo Cim. (2), 16, 97, 1876.

posta fra i due elettrodi in modo da suddividere la scintilla, diminuisce il potenziale di scarica; il Wesendonk [1]) sommariamente accenna ad alcune esperienze eseguite ponendo un dielettrico od un piccolo conduttore isolato fra i due elettrodi di uno spinterometro ed asserisce che un *isolante così come un piccolo conduttore isolato* aumentano la lunghezza della scintilla se avvicinati all' anodo senza che per questo la tensione agli elettrodi varii; il Pierce [2]) ponendo una lastra di vetro fra due dischi di ottone riuniti agli elettrodi di una Toepler, osserva che la lunghezza della scintilla aumenta nel rapporto da uno a 2,3 quando striscia sulla superficie del vetro [3]). Questo fenomeno, che aveva attirato già da tempo la nostra attenzione, abbiamo sottoposto ad un minuto esame e riteniamo non del tutto inutile di dare qui brevemente i risultati a cui siamo pervenuti.

Le esperienze vennero eseguite con un rocchetto i cui poli erano posti in comunicazione cogli elettrodi di un micrometro a scintilla col quale si poteva misurare la distanza fra le palline in decimi di millimetro. Trattandosi di semplici misure di confronto e non di misure assolute, noi prendemmo per distanza esplosiva quella a cui si dovevano portare le palline del micrometro perchè il numero delle scintille fosse al maximum di due o tre al minuto. Così il confronto fra la lunghezza delle scintille nelle varie condizioni sperimentali riesciva abbastanza sicuro a condizione di mantenere costante l' intensità della corrente nel circuito primario.

Un' asticina unita al corsoio mobile dello spinterometro e che poteva essere alzata od abbassata, serviva a portare il dielettrico nelle diverse posizioni fra i poli dello spinterometro. I dielettrici da noi usati avevano sempre la forma di strisce rettangolari larghe da 4 a 5 mm., di spessore variabile e

1) K. Wesendonk. Ueber electrische Entladung. Wied. Ann. 49, 295, 1893.

2) G. W. Pierce. On electric strengt (The Phys. Rev. 2, 99, 1894-95.

3) Analogo, ma di natura però assolutamente diversa dal fenomeno che ci occupa è l' aumento della distanza esplosiva alla superficie del vetro o ricoperto da limatura di zinco o provvisto sulla faccia opposta a quella lungo la quale avviene la scarica, di una striscia di stagnola posta in comunicazione con uno degli elettrodi ecc., che venne osservato e studiato come è ben noto dal Righi, dal Toepler, dall' Obermeyer, da C. E. Skinner ed A. I. Wurtz, ecc. ecc.

lunghe una diecina di cm. Erano tenute verticalmente, portate ad una altezza tale che il lato superiore si trovava a livello dei centri delle sferette del micrometro e disposte in modo che lo spessore era sempre nella direzione della scintilla.

Dopo di avere verificato il fatto fondamentale che cioè un dielettrico posto a contatto coll' *anodo* facilita la scarica raddoppiando ed anche triplicando la lunghezza della scintilla, anche se la superficie del dielettrico viene preventivamente liberata da ogni traccia di umidità e di polvere, passammo all' esame particolareggiato del fenomeno. I confronti procedettero sempre determinando alternativamente per almeno due volte la distanza esplosiva quando fra gli elettrodi non si trovava alcun dielettrico e quando fra di essi ve ne esisteva uno in condizioni determinate. Il rapporto fra queste due distanze esplosive, rapporto che per brevità chiameremo con δ, misura il grado di influenza del dielettrico sulle scariche.

E quì giova notare che l' effetto sulla distanza esplosiva prodotto dalla presenza di un dielettrico vicino all' anodo è prima, quello di allungare la vera e propria scarica bianca e poscia di facilitare in modo sorprendente la formazione del *pennacchio* che parte dall' anodo. Noi abbiamo sempre calcolato δ ritenendo paragonabili solo le scintille di uguale apparenza e quindi le scintille bianche.

In breve i risultati a cui siamo giunti sono i seguenti:

1. Aumentando lo spessore della striscia di vetro *appoggiata all' anodo,* aumenta anche il valore di δ; sembra però che vi sia un limite massimo. Così con palline di ottone del diametro di mm. 17,15 ed una distanza esplosiva nell'aria di mm. 13,5 in una serie di esperienze p. es. ci risultò che passando dallo spessore di mm. 0,7 allo spessore di mm. 2,0 il valore di δ da 1,95 salì a 2,95, ma poi avendo aumentato lo spessore fino a mm. 14,3 il valore di δ non arrivò che a 3,15.

2. Variando la distanza fra il dielettrico e l' anodo i valori di δ vanno da prima mano mano aumentando quando questa distanza aumenta; ma poi raggiungono un massimo, diminuiscono ed infine diventano uguali all' unità.

Così in una serie di esperienze eseguite con una distanza esplosiva nell'aria di mm. 13,3 fra palline di mm. 17,2 e con una striscia di vetro avente mm. 1,7 di spessore, il valore di δ che era di 2,5 quando il vetro era a contatto coll'anodo diventò 2,8 per una distanza di 2 mm. e poi andò diminuendo fino a divenire uguale ad 1 alla distanza di 6 mm.

3. Aumentando il diametro delle sfere dello spinterometro i valori di δ aumentano. Così mantenendo l'intensità di corrente nel primario costantemente eguale a $0^{A},8$ con una striscia di vetro dello spessore di mm. 1,75 appoggiata all'anodo, abbiamo trovato che passando da un diametro di mm. 9,45 ad un diametro di mm. 50 per cui la scintilla variava da mm. 27,0 a mm. 12,5 il valore di δ salì da 1,47 fino a 3,7; però l'aumento sembra tendere verso un limite tanto che per sfere di mm. 30 fra le quali la scintilla era di mm. 13,1 trovammo $\delta = 3,5$ mentre che per due dischi del diametro di 17 cm. e distanza esplosiva nell'aria di mm. 16,4 si ebbe $\delta = 2,49$.

4. Il valore di δ diminuisce fino a diventare uguale all'unità coll'aumentare della differenza di potenziale fra le palline dello spinterometro. Così p. es. con palline del diametro di mm. 9,45 il valore 1 viene già raggiunto quando la distanza esplosiva nell'aria è di 58 mm. Aumentando ulteriormente la distanza esplosiva sino a 145 mm. δ si mantenne sempre uguale all'unità.

5. A risultati perfettamente simili, ma numericamente diversi si arriva adoperando altri dielettrici diversi del vetro.

6. A parità di condizioni sia per le dimensioni che per la posizione, per i diversi dielettrici il valore di δ varia alquanto, almeno fino ad uno spessore di mm. 19,4; però le differenze tendono a scomparire con l'aumentare dello spessore. Ciò risulta dai numeri contenuti nella seguente tabella ottenuti con striscie appoggiate all'anodo nel modo solito ed una distanza esplosiva nell'aria di mm. 19,2.

Nome del dielettrico	Valore di δ per uno spessore di mm. 8,5	Valore di δ per uno spessore di m. 19,4
Ebanite	2,9	3,0
Vetro	2,6	2,6
Ceralacca.	2,6	—
Cera vergine	2,1	2,7
Gomma	1,7	2,5
Paraffina.	1,7	2,3

7. Facendo scattare la scintilla in un liquido come ad es. nell' olio d' oliva, nell' olio di trementina, nel petrolio, trovammo che i fenomeni osservati non variano nel loro complesso, e si presenta sempre una facilitazione della scarica quando si accosti un dielettrico solido all' anodo.

Questo modo d' agire è speciale per i dielettrici solidi oppure può anche applicarsi ai piccoli conduttori isolati?

Il Wesendonk nel lavoro già citato asserisce che la scarica viene facilitata tanto da un dielettrico solido, come da un *piccolo conduttore isolato* accostato all' anodo. L' esperienza su cui si fonda il Wesendonk è la seguente: In un blocco di paraffina egli fissa una serie di tubicini di vetro dalle cui estremità superiori aperte sporge la testa metallica di uno spillo; interponendo la serie di questi piccoli conduttori isolati fra i poli di una macchina ad influenza in modo che il primo sia prossimo all' anodo, si ha un notevole allungamento della scintilla; questo allungamento aumenta coll' aumentare del numero dei tubicini.

Questa esperienza venne da noi ripetuta con qualche leggera modificazione coll' intento di separare l' ufficio del vetro da quello del piccolo conduttore isolato. A tale scopo abbiamo fissato all' asticina che nelle nostre esperienze precedenti era destinata a portare il dielettrico, un tubetto di vetro con l'asse verticale ed aperto superiormente. Allontanammo gli elettrodi dello spinterometro fino a che non si osservava più alcuna scintilla, quindi alzammo l' asticina finchè la bocca aperta del

tubetto venisse a contatto coll' anodo; immediatamente si presentò un notevole scintillio che abbiamo fatto cessare allontanando alquanto le palline dello spinterometro. In tali condizioni appoggiammo sulla bocca del tubetto una sferettina metallica sostenuta da un filo di seta, con l' avvertenza di mantenerla staccata dall' anodo. Immediatamente si rinnovò lo scintillìo che scomparve appena allontanammo il solo tubo di vetro senza muovere la sferetta metallica. Perchè le scintille in queste condizioni ricomparissero, fu necessario riavvicinare i due elettrodi molto più di quando fra essi si trovava il solo tubo di vetro.

In una seconda esperienza disponemmo gli elettrodi ad una distanza tale che le scintille scattassero quando all' anodo si appoggiava il tubetto di vetro, quindi portammo la pallina metallica *immediatamente dopo* il tubetto di vetro, fra questo ed il catodo. Anche in queste condizioni lo scintillìo cessò subito.

La prima di queste esperienze esclude evidentemente, ogni influenza facilitatrice delle scariche da parte di piccoli conduttori isolati, come mostrerebbe di credere il Wesendonk, restando indiscussa l' azione dovuta ai dielettrici solidi; mentre che la seconda, mostra chiaramente che la sferetta metallica anzichè facilitare la scarica, serve ad annullare l' effetto dovuto al vetro interposto fra essa e l' anodo, purchè resti sufficientemente grande la distanza fra la sferetta ed il catodo.

Allo stesso risultato si arriva se si pone una lastra metallica, isolata o no, sulla cui superficie non si presentino delle punte, lungo il percorso di una scarica quando essa è facilitata da un dielettrico accostato all' anodo: poichè anche allora lo scintillìo cessa immediatamente, *purchè la lastra metallica non sia troppo vicina al catodo.*

In conclusione ci sembra di potere senz' altro asserire che un dielettrico solido accostato all' anodo facilita notevolmente la scarica nei modi sopra accennati, mentre *ciò non ha luogo* per i piccoli conduttori isolati. Questo fenomeno potrebbe avere qualche analogia con l' azione facilitatrice dovuta ai raggi luminosi, ai raggi Röntgen, ai prodotti gasosi della combustione, o più generalmente alle perturbazioni stu-

diate dal Volterra [1]; in causa però di alcune divergenze fra i fatti osservati e le deduzioni cui si prestano le ricerche del Volterra, ci sembra che non sia permesso, almeno fino ad ora, di ritenere fra loro così intimo il legame come a prima giunta sembrerebbe.

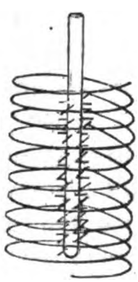
Dall' Istituto Fisico dell' Università di Siena
Ottobre 1901.

RICERCHE DI RADIOATTIVITÀ INDOTTA.

Nota preliminare di A. SELLA [2]).

I signori Elster e Geitel hanno osservato recentemente che si può rendere temporariamente radioattivo un corpo esposto all' aria e portato ad un alto potenziale negativo. La radioattività indotta è molto intensa se l' aria in cui è immerso il corpo si trova in uno stato di ionizzazione elevata, come nei luoghi chiusi, grotte, ecc.

Ora io sono riuscito a comunicare una intensa radioattività ad un metallo nel seguente modo. Si prende una spirale di filo di zinco od alluminio (spessore 2 mm.) e del diametro di circa 12 cm.; coassialmente ad essa si dispone un sottile cilindro di carta ricoperto di stagnola, normalmente al quale sono infilati degli aghi. Se ora si mette in comunicazione la spirale e gli aghi rispettivamente coi poli di una macchina elettrostatica ad influenza, e si lascia per qualche tempo la macchina in azione si trova la spirale fortemente attiva.



Questa attivazione si dimostra circondando colla spirale al suolo, un cilindro metallico carico, in comunicazione con un elettrometro (nel modo più comodo adoperando l' apparecchio Elster e Geitel per la misura della dispersione atmosferica) ed osservando la caduta del potenziale. Con una spirale sottoposta ad un trattamento di due ore, ottenni una scarica completa dell' elettrometro Elster e Geitel in meno di un mi-

1) V. Volterra. Rend. della R. Acc. dei Lincei, (5), 6°, 1° sem. 389. 1897.
2) Rend. della R. Acc. dei Lincei, vol. 11, 1° sem., fasc. 2, 1902.

nuto, là dove erano necessarie almeno due ore operando in identiche condizioni, ma colla spirale non attivata. Così si può, strofinando il filo metallico e raccogliendo la sostanza così tolta, ottenere un' energica impressione della lastra fotografica attraverso spessi strati di carta nera opaca.

Ora questa attivazione si ottiene sia con spirale positiva, sia con spirale negativa. Per essere al coperto da variazioni del segno elettrico (oscillatore) ho posto in derivazione sulla macchina una forte capacità ed inserito nel circuito un' alta resistenza liquida.

Questo risultato è del tutto inaspettato, perchè Rutherford sopra l' ossido di torio, Dorn sopra i sali di radio, Elster e Geitel nell' aria atmosferica non hanno mai ottenuto radioattività indotta sopra un corpo positivo. Data questa indipendenza del fenomeno dal segno, pensai di mettere spirale ed aghi in comunicazione coi poli di un trasformatore Tesla. Ora, con questa disposizione, per quanto i fiocchi sugli aghi e l'effluvio elettrico fossero molto più vivaci che non colla macchina elettrostatica, non ottenni che una attivazione molto debole della spirale.

SULLA LEGGE DEL RAFFREDDAMENTO DI NEWTON E SULLA DETERMINAZIONE DELLA TEMPERATURA DEL SOLE ATTRIBUITA AL NEWTON.

di CHISTONI CIRO [1].

La legge del raffreddamento che si attribuisce al Newton, è stata enunciata in un periodo, che forma parte di una nota inserita nelle *Philosophical Transactions*, n. 270, vol. 1700-701 da pag. 824 a 829, la quale nota *latina* non porta data di mese; è *anonima* ed è così intitolata:

VII. *Scala graduum caloris, calorum descriptiones et signa.*

Il periodo è il seguente: *Deinde, ponendo quod excessus calorum ferri et particularum rigescentium, supra calorem atmosphaerae termometro inventum, essent in progressione*

1) Memorie della Società degli Spettroscopisti Italiani, vol. 29 (1900). — Riassunto fatto dall'autore.

geometrica, ubi tempora sunt in progressione aritmetica, calores omnes innotuere.

Chi ha detto pel primo pubblicamente che la nota anonima suindicata appartiene al Newton è stato il *Côtes* (1742), e chi per primo rilevò l'importanza della legge del raffreddamento è stato il *Lambert* (1779).

Il Newton, contrariamente all'asserzione di alcuni, non si è mai prefisso di determinare la temperatura del sole. Egli invece si propose di calcolare la temperatura che avrebbe dovuto raggiungere al perielio la cometa del 1680; e concluse che il calore che essa riceveva dal sole al perielio era tale da rendere la sua temperatura 28000 volte quella che il terreno arido raggiunge in pieno estate.

Partendo da questi dati e calcolando la temperatura del Sole, si ottiene 917000 gradi centigradi circa; ma questo calcolo successivo non è stato eseguito dal Newton.

Nella memoria originale si trovano citate tutte le fonti storiche, che servirono a comporla.

DE SAUSSURE E L'ATTINOMETRIA.

di CHISTONI CIRO [1]).

In questa nota, di indole puramente storica, sono riunite le esperienze fatte dal *De Saussure* (Horace Bènédict) per indagare l'effetto della radiazione solare sulle alte montagne, e le idee da esso esposte a questo riguardo. Vengono in seguito riferiti gli apprezzamenti del Kämtz, del Fourier, del Daniell e dello Schmid relativi agli studii fatti dal *De Saussure;* apprezzamenti che mostrano l'importanza delle ricerche da esso eseguite dal 1770 al 1790 circa.

Ed in vero, non è certo da confrontarsi l'apparecchio del Saussure *(Eliotermometro)* cogli attinometri e coi pireliometri di recente invenzione, nè è il caso di far servire i suoi risultati allo studio della trasparenza dell'atmosfera, ma dobbiamo convenire che le sue ricerche hanno contribuito assai a ri-

1) Atti della Società dei Naturalisti e Matematici di Modena, serie 4, volume 3, anno 34 (1901), pag. 3-14. — Riassunto fatto dall'autore.

chiamare l'attenzione degli scienziati sugli studi attinometrici ed a mostrare l'importanza grandissima di questo ramo della Geofisica.

In *appendice* è riportata la lettera del De Saussure pubblicata nel *Supplément au n. 108 du Journal de Paris* (Samedi 17 avril 1784), nella quale descrive l'*Eliotermometro*.

CONTRIBUTO DEL LESLIE E DEL BELLI AGLI STUDII ATTINOMETRICI.

di CHISTONI CIRO [1]).

In questa nota è esposta la storia delle applicazioni che il Leslie fece del suo termometro differenziale, ridotto a *Fotometro* o *Lucimetro;* ed è esposta pure la saggia critica fatta dal Belli sull'uso di questo apparecchio.

HERSCHEL (JOHN) ED IL METODO DINAMICO NELLE MISURE ATTINOMETRICHE.

di CHISTONI CIRO [2]).

Sir John Herschel fino dal 1825 introdusse nell' attinometria il metodo dinamico, il quale consiste nell'osservare il riscaldamento che un dato corpo, od un sistema di corpi, con superficie esterna di potere assorbente assegnato, subisce in un dato tempo, mentre è esposto al Sole, correggendo convenientemente il risultato per il raffreddamento che subisce il corpo stesso per contatto dell' aria e per radiazione verso i corpi che lo circondano.

In questa nota è riportata la storia del primitivo attinometro di Herschel, accennando alle misure che con questo apparecchio fecero, oltre l'Herschel, il Lunn, il Nicollet, il Forbes ed il Kämtz.

In seguito viene riassunto il lavoro più importante che fece l'Herschel sulla radiazione calorifica del Sole, durante il suo soggiorno al Capo di Buona Speranza dal 1834 al 1838 ;

1) Atti della Società dei Naturalisti e Matematici di Modena. Serie 4, volume 3., anno 34 (1901), pag. 83-94.

2) Memorie della Società degli Spettroscopisti italiani, vol. 30 (1901). — Riassunto fatto dall'autore.

valendosi in questo caso, non dell' attinometro primitivo, ma di un vero calorimetro ad acqua, come fece poi il Pouillet, e recentemente il nostro compianto Bartoli.

In questa occasione l'Herschel definì l'*attino* [1]); e precisamente egli stabilì che corrisponda a quella quantità della radiazione solare che, qualora fosse interamente assorbita dal ghiaccio, sarebbe sufficiente a fonderne un milionesimo di metro in ispessore, sull'area incontrata dai raggi solari.

SOPRA UN NUOVO METODO PER DETERMINARE LE COSTANTI CAPILLARI DELLE SOLUZIONI SALINE DILUITE.

Nota del Dott. A. GRADENWITZ [2]).

Benchè le misure di costanti capillari abbiano già una letteratura vastissima, poco o nulla è stato fatto per lo studio delle soluzioni saline più diluite del 0,5 normale.

Eppure sarebbero tali soluzioni meno concentrate degne d' interesse in special grado, poichè certe altre costanti caratteristiche delle soluzioni, pur avendo un andamento in generale additivo, si comportano al crescere della diluizione in modo sempre di più in più anomalo. Era quindi da aspettarsi che una anomalia del tutto analoga si verificasse anche per la tensione superficiale. Ma i metodi fin qui usati erano poco adatti ad un siffatto studio, essendo le piccolissime differenze fra la tensione superficiale dell'acqua pura e quella delle soluzioni diluite, dello stesso ordine di grandezza degli errori di osservazione.

Il chiarissimo Prof. Heydweiller mi suggerì pertanto di affrontare il problema, modificando all' uopo il classico metodo delle ascensioni capillari, adoperando cioè un sistema di due tubi identici, di cui l' uno fosse immerso nell' acqua pura, l'altro nella soluzione da studiare, e determinando direttamente, invece delle ascensioni stesse, le piccolissime differenze d' innalzamento nei due tubi.

Presentando però tale misura, quando venga fatta per via diretta, certe difficoltà serie assai, dopo qualche tentativo

1) Da (ἡ) ἀκτις, ινὸς, che significa raggio, ed in ispecie, raggio di sole.

2) Dalla dissertazione inaugurale dell' Autore: Ueber eine neue Methode zur Bertimmung von Kapillarkonstanton verdünnter Salzlösungen. Breslavia, 1892.

ideai il seguente procedimento, che, oltre a togliere codesti inconvenienti, permette una precisione superiore a quella di cui sono suscettibili le misure dirette.

Il liquido da studiare — il quale in principio di ogni serie era dell'acqua pura — venne versato sopra uno strato di circa cm. 2 di mercurio. Aggiunta poi una certa quantità di soluzione di nota concentrazione, modificata cioè la costante capillare del liquido, si toglieva ovvero si aggiungeva mercurio fino a compensare lo spostamento del menisco avvenuto nel tubo. Pesando quella quantità di mercurio aggiunta o tolta si otteneva con notevole precisione la suddetta differenza d'innalzamento: bastava misurare la sezione del vaso ovvero determinare empiricamente il fattore da riduzione. (Corrispondeva all'aggiunta di 27 g. di mercurio un dislivello di un millimetro all'incirca). Occorreva però dedurre da quella differenza d'innalzamento il dislivello dovuto alla soluzione aggiunta, per averne la parte proporzionale alla variazione della coesione specifica.

Dopo di questo breve cenno del metodo seguito, passerò a dire dell'apparecchio usato.

Il vaso V (fig. 1) costituisce un sistema di tubi comunicanti, il cui ramo largo fa da vaso d'esperimentazione.

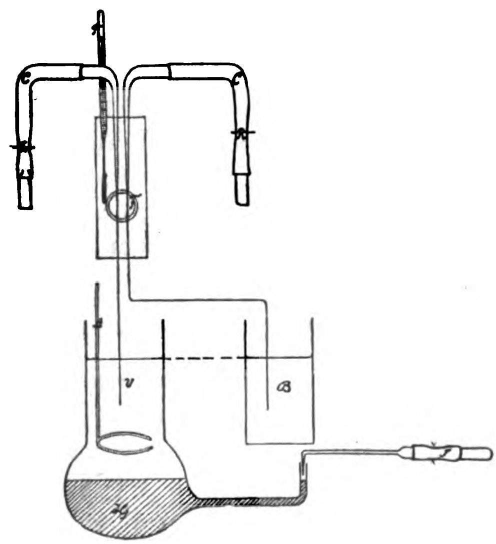


Fig. 1.

In fondo allo stesso si è versato del mercurio accuratamente purificato, il quale riempie intieramente lo stretto cannello orizzontale e l'altro ramo del sistema, corto e stretto anch'esso. Il liquido da studiare viene poi versato sul mercurio del ramo principale. Col mezzo del sifone capillare S si può, togliendo od aggiungendo mercurio nel ramo stretto, variare il livello del vaso di minime quantità.

Il manicotto M al di sopra di V, chiuso in basso da un turacciolo di caucciù e ripieno d'acqua, è traversato da due tubi capillari, di cui l'uno è immerso nel liquido da studiare, allorchè l'altro, pescante nell'acqua del bicchiere B, fa da tubo di confronto e serve ad eliminare l'influenza delle oscillazioni di temperatura, già smorzate dal bagno liquido. Entrambi i menischi capillari vengono poi osservati attraverso la finestrella F mediante il cannocchiale d'un catetometro, col quale si misura poi approssimativamente l'ascensione totale nel tubo d'esperimentazione. Il termometro T, a decimi di grado, indica la temperatura del bagno in vicinanza dei menischi.

Non potendo in questo brevissimo sunto riportare nè la teorica completa dell'apparecchio, col suo fattore di correzione, nè i particolari delle esperienze stesse, sono costretto a rimandare al lavoro sopraccitato i lettori desiderosi di informarsene. Colà troveranno pure un cenno storico-critico dei lavori dei miei predecessori.

Il presente metodo venne applicato allo studio di soluzioni dei cloruri e nitrati di sodio, potassio e litio, dal 0,01 al 0,5 normale. Dei risultati ottenuti non riporto qui che le curve rappresentatrici delle coesioni specifica e vera; figurano le ascisse le normalità m, le ordinate, gli incrementi percentuali delle coesioni, rapportati a quella dell'acqua pura; le linee punteggiate rappresentano poi l'andamento dei quozienti $\frac{\Delta_\alpha}{\alpha_m}$.

Nella memoria originale si troverà pure un confronto dei risultati con quelli di altri sperimentatori, nonchè una discussione dettagliata degli stessi ed un certo numero di relazioni empiriche.

urve rappresentatrici della coesione specifica.

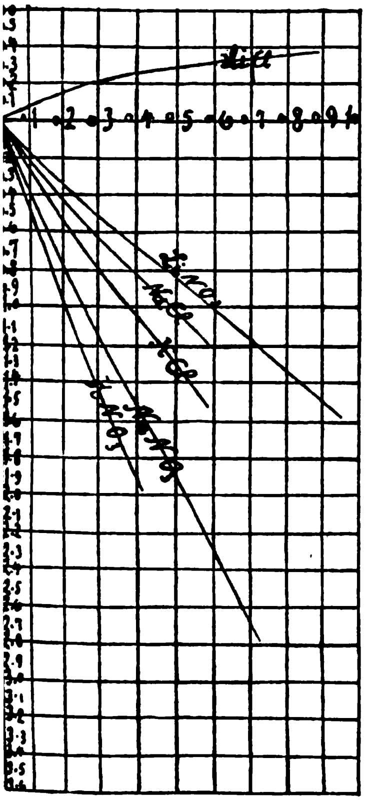


Fig. 2.

Curve rappresentatrici della coesione vera.

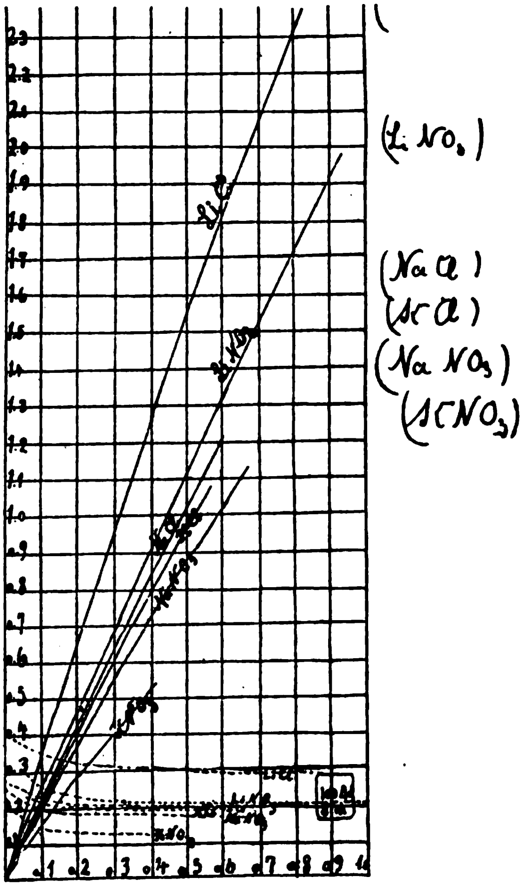


Fig. 3.

Esprimo anche qui la mia viva gratitudine al Prof. Heydweiller per i consigli largamente fornitimi.

LIBRI NUOVI

THERMODYNAMIQUE ET CHIMIE,

par P. DUHEM.

(Paris, A. Hermann, 1902).

Per facilitare sempre più ai cultori della chimica l'intelligenza delle nozioni fondamentali della termodinamica, il Duhem ha scritto un corso di lezioni, nelle quali in forma chiara e semplice espone tutto ciò che può servire di guida sia nello studio del grandissimo numero di fatti chimici già noti, sia nelle nuove ricerche, mostrando quali sono, in ciascun tipo di reazioni, le condizioni variabili di cui si può disporre e le circostanze essenziali che ciascuna volta debbono esser determinate.

Perchè le regole della termodinamica siano applicate a dovere, occorre conoscere da quali principî esse derivano, e in quali condizioni son valide. Perciò il Duhem ha consacrato le prime cinque lezioni all'esposizione dei fondamenti della statica e della dinamica chimica. In questa trattazione dei principî della termodinamica si fa uso solamente delle nozioni di algebra elementare; per dimostrazioni più complete, nelle quali occorre il calcolo superiore, serve l'altra opera del Duhem sulla Meccanica chimica fondata sulla termodinamica (cfr. *N. Cim.* (4), 6, p. 227). Nel libro di cui ora ci occupiamo è stato dato largo posto alle applicazioni più recenti della termodinamica alla chimica, specialmente alla regola delle fasi, che è una delle più feconde e preziose della chimica moderna. Uno studio assai esteso è destinato anche ai cristalli misti, ai conglomerati eutectici e agli stati indifferenti dei miscugli doppi, le cui proprietà sono assai fallaci; e nulla è stato trascurato per mettere lo sperimentatore in guardia contro quei simulatori dell'analisi chimica.

Ciascuna regola è illustrata da numerosi esempi, i quali non solo ne fanno apprezzare l'importanza, ma fanno anche conoscere quali precauzioni occorrano nell'adoperarle.

Insieme alle lezioni del van 't Hoff, anche queste del Duhem mostrano sempre più quanto sia grande il sussidio, che lo studio della chimica riceve dalle cognizioni della fisica e della matematica; cognizioni di cui non dovrebbe difettare nessun cultore delle scienze naturali.

A. STEFANINI.

MATHEMATISCHE OPTIK,

von J. CLASSEN.

(Leipzig, G. J. Göschen, 1901).

La parte dell' ottica che è trattata in questo volume si scosta assai da quella che è esposta negli ordinari manuali. Infatti, nei trattati di ottica, se sono fondati su un qualunque concetto della natura della luce, si suole esporre prevalentemente i problemi della teoria ondulatoria, come l' interferenza, la polarizzazione, la doppia refrazione ecc., mentre le leggi dell' ottica geometrica sono appena accennate. Inversamente, quei trattati che si occupano di ottica geometrica non si occupano della teoria ondulatoria, trascurando i fenomeni di diffrazione, che pure hanno tanta parte nella formazione delle immagini.

Il concetto che ha servito di guida a questo libro porta ad una diversa divisione e limitazione della materia.

Da prima, seguendo il procedimento della Fisica teorica del Voigt, l'A. assume come dati alcuni fatti sperimentali semplici, e ricerca la forma che deve avere una funzione analitica che possa rappresentarli completamente, ed in tal modo ottiene la forma generale dell' equazione delle onde luminose. In un breve capitolo sono poi svolte alcune relazioni matematiche generali, che valgono per tale funzione e si accenna alla loro analogia con alcune altre della teoria elastica e di quella elettromagnetica. Con ciò è spiegata la possibilità di concepire i fenomeni, rappresentati da quella funzione, tanto nel concetto della elasticità che in quello dell' elettromagnetismo.

Vengono in seguito le applicazioni della rappresentazione matematica all' interferenza, che è esposta nella forma più

essenziale. Ne vien poi dedotto il principio di Huygens nella sua forma più generale, e la propagazione rettilinea della luce, di cui sono immediate conseguenze la riflessione e la rifrazione, e le leggi della formazione delle immagini nei fasci astigmatici. Secondo il medesimo concetto vengon poi esposte le relazioni puramente geometriche fra un oggetto e la sua immagine ottica, tanto pei sistemi catottrici che per quelli diottrici.

Gli ultimi capitoli trattano dell' acromasia delle lenti, delle aberrazioni delle immagini, e dei fenomeni di diffrazione.

A. STEFANINI.

L'ASSIMILAZIONE DEL CARBONIO,
di R. BETTINI.

(R. Giusti, Livorno 1902).

Questo lavoro, pel modo con cui è trattato, può interessare ad un tempo il botanico, il chimico ed il fisiologo.

L'A. comincia col presentare il fenomeno nelle sue linee generali riferendosi ai concetti moderni della conservazione dell' energia ed al grande ciclo di trasformazioni che avvengono nella meccanica biologica. Imprende quindi a studiare come si presenti l' assimilazione negli organismi inferiori e dagli studi di Winogradsky, di Engelmann e di Kohl, deduce importanti conclusioni sull' adattamento e sull' evoluzione degli organismi alle varie specie di energia, notando come nella scala della vita i fenomeni fotosintetici avvengano prima per le radiazioni calorifiche dello spettro oscuro gradualmente passando alle più rapide dello spettro luminoso.

Nel III capitolo l'A. tratta della clorofilla, della formazione sua, degli studi chimici e del significato che acquista la sua presenza nelle piante. La estesa parte bibliografica è discussa con acutezza. Nè mancano alcune esperienze a convalidare l' opinione dell'A. che accetta in massima l' ipotesi di Reinke.

Venendo a trattare dei primi prodotti che si formano nel processo fotosintetico l'A. combatte per vie nuove alcune ipo-

tesi. Egli introduce l'analisi termochimica delle formule adottate da alcuni scienziati, notando come esse sieno in contradizione col fatto essenziale, pel quale si ammette che il fenomeno di assimilazione debba essere dovuto a reazione endotermica. Basandosi su questo semplice mezzo introdotto nella chimica biologica l'A. combatte alcuni schemi di reazioni già molto discussi. E con alcune considerazioni d'indole teoretica, riportandosi al concetto della simbiosi, l'A. chiude il suo lavoro, indicando le difficoltà che s'incontrano nello studio di simili fenomeni e le cause di tali difficoltà.

Va data lode all'A. per avere affrontato un argomento di così grande importanza, nulla trascurando di tutto quanto è stato scritto da illustri scienziati, alle cui fonti l'A. ha ricorso.

E. MANASSE.

DIZIONARIO TECNICO IN QUATTRO LINGUE,
(Italiano, Tedesco, Francese, Inglese)

Ing. E. WEBBER.

(Un volume - Hoepli, editore. Milano 1902).

È la seconda edizione del dizionario tecnico in quattro lingue, di cui già si occupò questo Giornale nel tomo IX, 1899, pag. 224-225. La prima edizione fu accolta con grande favore poichè colmava una molto lamentata lacuna: toccherà a questa seconda ugual sorte, anzi migliore, poichè si presenta completamente riveduta ed accresciuta di ben 2000 termini tecnici.

M. A.

PERTES D'ÉNERGIE DANS LES DIÉLECTRIQUES.

Dott. PAUL L. MERCANTON.

(Lausanne 1902).

In questa recentissima pubblicazione l'A. fa anzitutto un minuto ed accurato riassunto di quanto è stato fatto fin oggi sia dal lato elettrotecnico sia da quello teorico sull'importante argomento della dissipazione di energia elettrica nei coibenti. Aggiunge poi il contributo di numerose sue esperienze ese-

guite negli anni 1900-1901, specialmente su miscugli dielettrici, perfezionando il metodo di ricerche già adottato da F. Beaulard [1]). F. MACCARRONE.

RIVISTA

Journal de Physique. T. 10, serie, 3ª. Agosto a Dicembre, 1901.

CRÉMIEU V. *Convezione elettrica e correnti aperte* (pp. 453-471). — Le conclusioni a cui giunge l'A. sono le seguenti:

Un disco girante in condizioni tali da trascurare la carica elettrica comunicatagli, non dà, facendo variare questa carica, gli effetti d'induzione che darebbe una corrente di conduzione che trasportasse quantità di elettricità uguali e sottoposte a variazioni dello stesso ordine.

Un disco, girante nelle condizioni suddette non produce gli effetti magnetici di una corrente di conduzione che trasporta la stessa quantità d'elettricità.

La convezione elettrica non produce effetti magnetici ed esistono correnti aperte.

PELLAT H. *Sopra un fenomeno di oscillazione elettrica* (pp. 471-475). — L'A. descrive un esperienza a prima vista assai sorprendente. Due condensatori di capacità molto differenti hanno le loro armature rispettivamente riunite e sul cammino delle comunicazioni è inserito un invertitore che permette di far comunicare l'armatura positiva del condensatore piccolo con quella negativa del grande e viceversa. Vicino al condensatore piccolo si trova uno spinterometro in cui scocca la scintilla al momento opportuno. Se si caricano i condensatori in modo di avere soltanto la metà della differenza di potenziale che corrisponde alla scarica, o anche un poco meno, e si invertono le comunicazioni, la scintilla scocca sempre. Notiamo che, se la scintilla non scoccasse, quando l'equilibrio fosse ristabilito, la differenza di potenziale sarebbe minore di quella che era prima dell'inversione poichè le armature del condensatore grande si farebbero parzialmente scaricate.

Così una causa, che nello stato di equilibrio, diminuisce la differenza di potenziale, fa aumentare questa differenza durante la rottura dell'equilibrio.

1) Journal de Physique, 3. serie, t. 9, 1900.

Si vede subito che questo fenomeno è dovuto alle oscillazioni elettriche prodotte al momento dell' inversione.

L'A. mette ciò in evidenza mediante un calcolo assai semplice e verifica sperimentalmente il valore ottenuto dal calcolo pel rapporto tra la differenza di potenziale massimo delle armature del condensatore piccolo e la differenza di potenziale prima dell' inversione.

LIPPMANN G. *Sopra un galvanometro perfettamente astatico* (pp. 476-478). — È la descrizione di un galvanometro su cui la terra non esercita alcuna forza antagonista a quella prodotta dalla corrente.

MOREAU G. *L' effetto Hall nelle lamine metalliche infinitamente sottili* (pp. 478 493). — Le leggi del fenomeno Hall in lamine di spessore finito sembrano determinate dalla formula

$$E = \frac{\alpha H I}{\varepsilon} \tag{1}$$

dove è: E la f. e. m. laterale; H il campo magnetico; I la corrente primaria; ε lo spessore della lamina, α un coefficiente dipendente dalla natura del metallo. L'A. cerca se il coefficiente α è definito per lamine sempre più sottili studiando lamine d' argento depositate chimicamente sul vetro e lamine di nichel ottenute su lamine argentate coll' elettrolisi del solfato ammoniacale di nickel.

Scrivendo la formula (1)

$$y = \frac{\varepsilon}{\alpha} = \frac{H I}{E}$$

l'A. determina le variazioni di y con ε, H, e I avendo fatte le sue ricerche per l' argento fra i limiti $\varepsilon = 40\ \mu\mu$ e $140\ \mu\mu$ e pel nickel fra $30\ \mu\mu$ e $180\ \mu\mu$ (dove l' indice $\mu\mu$ esprime il milionesimo di millimetro). Per l' argento la curva di variazione di y in funzione di ε si confonde con una retta fin presso a $50\ \mu\mu$; per gli spessori più piccoli essa tende più rapidamente verso l' asse delle ε. L' equazione della retta è:

$$y = 0{,}000216\,(\varepsilon - 25). \tag{2}$$

Per qualunque spessore l' effetto Hall è proporzionale all'intensità del campo. Dalla formula (2) ricordando che è $y = \frac{\varepsilon}{\alpha}$ si ha:

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{0{,}000216\,(\varepsilon - 25)}$$

e si vede che α cresce quando ε diminuisce. Esprimendo ε in centimetri si avrà:

$$y = 2160\,(\varepsilon - 25 \times 10^{-7})$$

da cui se

$$\varepsilon = \infty \qquad \alpha_2 = \frac{1}{2160} = 0{,}00046$$

$$\varepsilon = 50\,\mu\mu \qquad \alpha_1 = 2\,\alpha_2$$

Il valore di α_2 è quello che si ottiene con lamine di spessore finito e differisce assai da 0,00080 trovato da Hall e da Ettingshausen per l'argento ordinario. Resultati del tutto simili l'A. ottiene pel nickel giungendo in fine alle conclusioni seguenti:

Per un dato corpo gli strati superficiali hanno il medesimo spessore e le medesime proprietà qualunque siano i mezzi coi quali sono in contatto.

Il coefficiente α definito dalla

$$\alpha = \frac{\mathrm{E}\,\varepsilon}{\mathrm{H\,I}}$$

non può caratterizzare un metallo perchè varia con ε.

IZARN M. *Dimostrazione elementare della deviazione minima nel prisma partendo dalla costruzione di Huyghens* (pp. 494-495).

MARCHIS L. *Sopra i falsi equilibri chimici* (pp. 525-542). — Nella prima parte di questo lavoro [1]) l'A. ha studiato le condizioni nelle quali il sistema (A + B), formato del sistema A, suscettibile di trasformarsi nel sistema B con sviluppo di calore, si trova nello stato di equilibrio, sia che si tratti di un vero o di un falso equilibrio. In questa seconda parte tratta dei fenomeni dinamici che accompagnano i cambiamenti di composizione e di temperatura. Questo articolo, come nota l'A. medesimo, non è che la traduzione in linguaggio ordinario della teoria sviluppata da Duhem nel volume I del suo *Traité élémentaire de Mécanique chimique fondée sur la Thermodynamique*, da pag. 246 a pag. 280.

CARVALLO. *Reticoli molecolari e dispersione* (pp. 542-546). — Essendo posta la formula del De Senarmont sotto la forma

$$\lambda \operatorname{sen} h \frac{n}{\lambda} = k$$

1) Journ. de Phys., 3. serie, t. 9, p. 329, 1900.

dove è $h = \pi \Delta x$, $k = \frac{\pi V . \Delta x}{a}$, Ricour l' applica al quarzo tra le lunghezze d' onda $768^{\mu\mu},40$ e $336^{\mu\mu},02$, e, adottando per il periodo molecolare $\Delta x = 25^{\mu\mu},233$, trova, per λ sen $h \frac{n}{\lambda}$, un numero assai costante, di cui il logaritmo varia soltanto da 2,0845 a 2,0847. L'A., estendendo la formula all' intervallo delle lunghezze d' onda comprese tra $2171^{\mu\mu},19$ e $202^{\mu\mu},46$, trova una variazione, del tutto inammissibile della pretesa costante, da 2,0802 a 2,0850. Dopo aver esposto un artifizio per ricercare se tale variazione dipenda da una scelta difettosa delle costanti h e k, mettendo la formula sotto una forma tale che tutti i corpi dovrebbero avere delle curve di dispersione sovrapponibili a una curva tipo con due traslazioni parallele agli assi coordinati, conclude che il metodo del De Senarmont costituisce la maniera più vantaggiosa di presentare la teoria dell' etere periodico, mostra meglio degli altri l' insufficienza di questa teoria della dispersione e la necessità risultante di considerare due mezzi che si compenetrino, l' etere e la materia ponderabile. Ma applicando i principi del De Senarmont allo studio dei cristalli birefrangenti, si vede l' impossibilità di spiegare con essi le leggi della doppia rifrazione: nè basta soltanto introdurre qualche nuova ipotesi; bisogna abbandonare anche il metodo del De Senarmont.

Rothé E. *Sopra le forze elettromotrici di contatto e sopra la teoria degli ioni* (pp. 546-555). — L'A. si è proposto di studiare come varii in un elettrometro capillare di Lippmann la f. e. m. di contatto fra il mercurio e il liquido che lo bagna, con la concentrazione delle soluzioni.

L' apparecchio adoprato differisce dall' elettrometro capillare soltanto per la forma della vaschetta: la punta pesca in un tubo di vetro che comunica con un tubo più largo: per mezzo di un rubinetto posto nella parte inferiore, si possono estrarre completamente i liquidi, lavare la vaschetta con acqua distillata e cambiare le soluzioni. Il mercurio è contenuto in fondo ad un vaso di vetro con un elettrodo alla Wollaston e ricoperto della soluzione in esperienza comunicante per mezzo di un sifone con la soluzione identica della vaschetta.

La maggior parte delle esperienze sono state fatte coll'acido solforico e coll' acido cloridrico. La superficie di mercurio veniva ricoperta di un sale di mercurio poco solubile contenente lo stesso anione del liquido in esame: i liquidi studiati non sono dunque altro che soluzioni di solfato mercuroso nell' acido solforico e di cloruro mercuroso nell' acido cloridrico di differenti concentrazioni. L'A. conclude che nei fenomeni elettrocapillari e nella misura

delle f. e. m. di contatto la presenza di un sale mercuroso è di grandissima importanza:

La f. e. m. corrispondente al massimo di tensione superficiale è determinata soltanto quando sia raggiunto nella soluzione l'equilibrio chimico.

La f. e. m. aumenta con la concentrazione del solvente.

La f. e. m., per soluzioni ugualmente concentrate e ugualmente dissociate contenenti lo stesso anione, è indipendente dal catione.

WEISS P. *Sopra un nuovo cerchio calcolatore* (pp. 556-558). — È la descrizione di un apparecchio che differisce assai da quelli usuali e presenta il vantaggio di poter eseguire calcoli con molta precisione e nel minor tempo possibile.

BAKKER GERRIT. *Intorno alla teoria dell' elasticità* (pp. 558-563). — Considerando un corpo tale che solo i punti della sua superficie sieno sollecitati da forze esterne, l'aumento di volume è proporzionale al *viriel* di queste forze. L'A. applica questo resultato ad alcuni casi particolari.

LAMOTTE. *Ricerche sperimentali sulle oscillazioni elettriche d'ordine superiore* (pp. 589-597). — Studiando le onde elettriche stazionarie, che si producono in due fili paralleli si osserva, in generale, l'esistenza di più sistemi distinti di queste onde stazionare per uno stesso eccitatore. Tale fenomeno non si deve confondere con quello della risuonanza multipla perchè in esso i sistemi di onde stazionarie corrispondono a lunghezze d'onda separate da intervalli finiti. Queste lunghezze sono più piccole di quelle dell'oscillazione fondamentale; per analogia coll'acustica, si può dare alle vibrazioni corrispondenti il nome di vibrazioni o toni superiori; ed è possibile, purchè ci si ponga in condizioni simili, trovare nel fenomeno elettrico tutte le particolarità del fenomeno acustico. Questo appunto dimostra sperimentalmente l'A. adoperando eccitatori del tipo Blondlot, Drude e Lecher.

BUISSON H. *Intorno a una modificazione delle superficie metalliche sotto l' influenza della luce* (pp. 597-607). — Facendo cadere sopra una lamina metallica i raggi ultra-violetti per studiare la dispersione dell' elettricità negativa, si costata facilmente che la velocità di questa dispersione diminuisce a poco a poco e che, prolungando l'esperienza, la lamina diviene quasi insensibile. La superficie viene alterata e tale alterazione può esser dimostrata collo studio delle variazioni di alcune proprietà superficiali.

L'A. conclude dalle sue esperienze che la superficie di un metallo illuminato è in uno stato differente da quello che esiste all'oscurità, e variabile secondo la natura della luce.

Essendo l'effetto prodotto dall'illuminazione indipendente dalla natura del gas che circonda il metallo, tale indipendenza esclude l'idea di un'azione del mezzo, come il ritorno allo stato primitivo esclude l'ipotesi di un composto stabile formato sotto l'azione della luce.

È verosimile che tutto avvenga nello strato di gas che qualunque superficie metallica assorbe energicamente, e che sussiste malgrado il cambiamento del mezzo e la produzione di una grande rarefazione; nell'oscurità esiste un certo equilibrio tra il metallo e questo gas (probabilmente l'ossigeno, perchè tutte le lamine furono preparate nell'aria); sotto l'azione della luce quest'equilibrio si turba e le proprietà della superficie sono modificate.

Cornu A. *Costruzione geometrica delle due immagini di un punto luminoso prodotto per rifrazione obliqua sopra una superficie sferica* (pp. 607-611).

Berthelot D. *Sopra una proprietà dei gas monoatomici* (pp. 611-614). — L'A. pone in evidenza una conferma della formula di Van der Waals, apportata dalle recenti misure fatte sopra i gas monoatomici. Per l'argon, infatti, che è il solo gas di cui le costanti critiche sono oggi determinate con sufficiente precisione, si ha che il rapporto del volume teorico del fluido al suo volume reale, al punto critico, è 2,71.

Questo valore è molto vicino a 2,67, dato dalla formula di Van der Waals $(p + a : v^2)(v - b) = RT$, ed è molto inferiore a quello dei gas poliatomici. Per esplicare la differenza ottenuta per questi ultimi, conviene modificare non il termine $a : v^2$ che rappresenta la pressione interna e che non dipende dall'atomicità delle molecole, bensì il covolume b, valutando l'influenza che il numero e il movimento degli atomi della molecola esercitano sulla grandezza di questo termine. La formula stabilita dovrà d'altra parte permettere di calcolare tanto il rapporto dei calori specifici, quanto il valore esatto della densità critica.

Roy G. *Sopra un processo per tagliare il vetro* (pp. 614-615). — Consiste nel sostituire il carbone di Berzélius con un termocauterio.

Benoist L. *Legge di trasparenza della materia per i raggi X* (pp. 653-668). — L'A., in un precedente lavoro, dimostrò che l'*opacità specifica, ossia il potere assorbente dell'unità di massa* pei raggi X aumenta in generale assai presto colla densità, cambia col valore della massa presa come unità, con la qualità dei raggi X impiegati, finalmente che questi cambiamenti si producono in proporzioni disuguali per i differenti corpi. Nel presente lavoro lo studio dei corpi semplici e di un considerevole numero

dei loro composti ha fornito risultati assai generali da poterne dedurre le leggi principali di trasparenza della materia pei raggi X.

Dalle misure relative di trasparenza fatte prendendo per trasparenza tipo o campione quella di una data massa di un dato corpo risultano le leggi seguenti:

1ª L'opacità specifica d'un corpo, per una data qualità di raggi X e per uno spessore campione dato, è indipendente dallo stato fisico di questo corpo.

2ª L'opacità specifica d'un corpo è indipendente dal modo di aggruppamento atomico o molecolare, cioè, dall'allotropia pei corpi semplici, e dalla polimeria per i corpi composti.

3ª L'opacità specifica è indipendente dallo stato di libertà o di combinazione degli atomi.

4ª L'opacità specifica dei corpi semplici, misurata sempre in condizioni ben definite, è una funzione determinata e generalmente crescente dei loro pesi atomici.

La conclusione essenziale che risulta dalle leggi formulate è che l'equivalente di trasparenza di un corpo semplice per i raggi X, preso in condizioni ben determinate, è una costante assolutamente caratteristica di quel corpo; in una parola rappresenta una nuova proprietà additiva della materia.

L'A. trae quindi numerose applicazioni fra cui le principali: qualifica esatta dei raggi X; studio del radiocroismo; classificazione generale dei raggi X, dei raggi secondari e terziari, dei raggi dell'uranio, del radio; classificazione dei tubi radiogeni e dei loro stati differenti; metodo di determinazione e di verifica dei pesi atomici; metodo di analisi qualitativa e quantitativa dei composti e delle mescolanze.

Sagnac. *Nuove ricerche sui raggi di Röntgen* (pp. 668-685). — I raggi secondari, generati dalla trasformazione dei raggi X per parte di metalli come il platino, il piombo, il ferro sono assorbiti dall'aria più dei raggi X da cui provengono. L'A., costatata dapprima indirettamente questa proprietà studiando l'indebolimento dell'azione fotografica o elettrica quando la distanza compresa tra la sorgente dei raggi secondari e il ricevitore va aumentando, ha eseguito in seguito esperienze dirette, modificando solamente la pressione dell'aria interposta fra la sorgente e il ricevitore, ottenendo per risultato che l'azione elettrica dei raggi secondari è notevolmente diminuita, quando si aumenta la pressione, e che riprende il valore primitivo quando si riconduce l'aria alla rarefazione primitiva.

Inoltre l'azione elettrostatica, radiografica o radioscopica di un fascio di raggi secondari subisce un indebolimento quando il fascio sia trasmesso attraverso uno spessore determinato di un certo mezzo, indebolimento tanto più grande quanto più i mezzi sono numerosi e spessi, e paragonabile a quello subito da un insieme di raggi luminosi diversi, filtrati da una serie di schermi successivi d'assorbimento diverso.

Le filtrazioni successive diminuiscono l'eterogeneità del fascio senza però sopprimerla.

I metalli che trasformano maggiormente i raggi X, emettono in generale, raggi secondari maggiormente assorbibili e più attivi e conferiscono questa loro proprietà ai miscugli ed ai composti.

Il nikel, più attivo del rame, conferisce al suo ossido un potere di trasformazione e un'attività più grande di quelli dell'ossido di rame.

L'attività elettrica secondaria permette di ricercare una piccola proporzione di un elemento assai attivo disseminato in un corpo relativamente poco attivo per se stesso.

Passando a parlare della dissimmetria della scarica di un conduttore elettrizzato per mezzo dei raggi di Röntgen e dei raggi secondari, l'A. ha osservato che essi dissipano con la stessa velocità l'elettricità positiva o negativa di un metallo, nell'aria a pressione atmosferica, se questo metallo riceve i raggi a traverso orifizi praticati in una custodia metallica posta accuratamente a terra e che non lascia passare linee di forza partenti dal metallo elettrizzato, *sotto la condizione che nessun campo elettrico esista all'esterno della custodia sul cammino dei raggi.* Se esiste un campo esterno F_e si verifica la legge seguente :

Se il campo esterno F_e e il campo interno F_i sono dello stesso senso, all'azione della scarica primitiva α si aggiunge un azione acceleratrice A, spesso assai maggiore di α. Se F_e ed F_i sono di senso contrario, la presenza del campo F_e importa un'azione a ritardatrice (che si è sempre mostrata inferiore ad α e generalmente paragonabile ad $\frac{\alpha}{2}$).

L'A. termina mostrando l'analogia della scarica coi raggi di Röntgen e coi raggi secondari, con la scarica prodotta dai raggi ultravioletti di Lenard.

MOREAU G. *Intorno all'effetto termomagnetico longitudinale* (pp. 685-691). — A proposito di alcune ricerche sull'effetto termomagnetico longitudinale nel bismuto eseguite da Lownds [1]),

1) Drude's Annalen; t. 4, p. 776-778; 1891.

l'A. indica i resultati da lui ottenuti a proposito dello stesso fenomeno sui metalli magnetici nichel, ferro dolce e acciaio dolce, concludendo che l'effetto termomagnetico longitudinale può esser riguardato come risultante da una modificazione degli elementi termoelettrici.

CULMANN P. *Nuovi rifrattometri* (pp. 691-704). — L'A. descrive quattro rifrattometri costruiti dalla casa Zeiss di Jena per i liquidi, ma che permettono di operare anche sui solidi, sebbene in tal caso le misure sieno meno facili.

In tali apparecchi si utilizza l'incidenza radente. Questo caso particolare della rifrazione dà luogo a formule tanto semplici quanto quelle della riflessione totale, poichè il cammino del raggio limite è determinato da formule del tutto analoghe nei due casi; l'incidenza radente ha sulla riflessione totale il vantaggio di dare un limite più netto, essendo una delle plaghe assolutamente nera, e l'altra chiara, mentre che, per la riflessione totale, non vi è che una differenza di chiarezza, più difficile ad apprezzarsi.

CHREE CH. *Sopra la teoria dell' elasticità* (p. 705).

JANET P. *I contatori di energia* (pp. 717-750). — È una comunicazione fatta alla Società francese di fisica, impossibile a riassumersi brevemente, in cui sono studiati i contatori motori, i contatori oscillanti e i contatori a integrazione discontinua.

MESLIN G. *Reticoli ottenuti per mezzo della fotografia di frange rigorosamente acromatiche* (pp. 750-751). — Le frange d'interferenza studiate dall'A. alcuni anni addietro [1]) permettono di ottenere, colla fotografia, dei reticoli di cui il periodo è arbitrario, ponendo nella regione dove si producono queste frange uno strato sensibile sufficientemente omogeneo, a seconda dell'avvicinamento dei tratti che si deve ottenere. Le frange si producono nella regione anteriore di un reticolo quando sia rischiarato dalla parte opposta per mezzo di una stretta fenditura parallela ai tratti del reticolo stesso.

GUTTON C. *Sopra la propagazione delle oscillazioni hertziane nell' acqua* (pp. 752-756). — L'A. misurando la lunghezza d'onda di un risuonatore successivamente nell'aria e nell'acqua, conclude che essa non è cambiata, tanto quando il risuonatore è nello stesso piano dei fili di trasmissione, quanto quando è in un piano perpendicolare. Immergendo invece nell'acqua soltanto i fili, la distanza fra due posizioni del ponte che li congiunge per le quali la scintilla del risuonatore è massima o minima, da 145 cm.

1) C. R. t. 117, pp. 225, 339, 482.

è ridotto a cm. 17,5 in ogni caso. Il cammino percorso dalle onde durante questo periodo è $\frac{145}{17,5} = 8,3$ volte più piccolo nell'acqua che nell'aria, dunque 8,3 è l'indice di rifrazione dell'acqua per le onde elettromagnetiche.

JOHNSON K. R. *Alcune note sopra le oscillazioni nell'eccitatore di Hertz* (pp. 756-759).

M. ALLEGRETTI.

Drude's Annalen, Vol. 2° e 3°, N. 8 a 10, 1900.

LEHMANN O. *Struttura, sistema e proprietà magnetiche dei cristalli liquidi e loro miscibilità coi cristalli solidi* (pp. 649-705). — La nozione di cristalli liquidi è venuta in quest'ultimi anni. I corpi studiati sotto questo nome non sono, come aveva pensato Quincke, quando segnalò le loro proprietà, degli ammassi di cristalli solidi chiusi in una guaina oleosa, ma sono realmente dei liquidi omogenei che hanno conservato la struttura cristallina dei solidi da cui provengono per fusione.

Scaldando, per es., una preparazione in strato sottile di azossifenetolo e studiandola al microscopio polarizzante si riconoscono nel liquido ottenuto le proprietà di un cristallo; i colori d'interferenza sono sensibilmente gli stessi per il solido e per il liquido, ma la dispersione è un po' più debole per il liquido.

L'A dà una descrizione molto dettagliata dei fenomeni di polarizzazione cromatica e di dicroismo osservati, e termina proponendo di definire un cristallo come un corpo anisotropo, dotato di una forza direttrice molecolare, aggiungendo che lo stato di aggregazione può essere solido o liquido.

EBERT H. e HOFFMANN B. A. *Produzione dell'elettricità nell'aria liquida* (pp. 706-718). — Se s'immerge nell'aria liquida un corpo conduttore o isolante sospeso ad un filo di seta, si constata, dopo averlo tolto, che possiede una forte carica negativa. Ma nessuna elettrizzazione di questo genere si produce coll'aria liquida filtrata e per conseguenza, privata delle impurità solide (anidride carbonica, olio, ecc.) che essa contiene. Aggiungendo successivamente ciascuna di queste sostanze a dell'aria liquida filtrata, gli A. hanno mostrato che l'elettrizzazione è dovuta alle piccole particelle di ghiaccio che scorrono sopra il corpo introdotto il quale diviene negativo mentre le particelle restano elettrizzate positivamente. Bisogna fare attenzione a questa elettrizzazione nelle esperienze in cui si impiega l'aria liquida come mezzo di raffreddamento.

Hensen V. *Produzione del suono nei tubi con imboccatura e ufficio degli strati d' aria in movimento* (pp. 719-741). È uno studio sperimentale sui movimenti dell' aria in vicinanza dell'imboccatura dei tubi sonori,

Runge C. *Sullo spettro del radio* (pp. 742-745). — Fra le quindici righe segnalate da E. Demarcay (*C. R.*, 129, p. 717, 1899) per lo spettro del cloruro di bario radifero l'A. ne ritiene tre sole come caratteristiche del radio. Esse corrispondono alle lunghezze d' onda 4826,14 4682,346 e 3814,591.

Wesendonck (v). K. *Ancora sulla termodinamica* (pp. 746-756).

Winkelmann A. *Influenza di un tratto di scintilla nel circuito di un tubo sulla produzione dei raggi di Röntgen* (pp. 757-767). — Intercalando un micrometro a scintille sul circuito di un tubo si possono far produrre a questo tubo i raggi di Röntgen a pressioni più grandi di quelle alle quali cessano di prodursi nelle condizioni ordinarie. La pressione limite dipende dalla lunghezza del micrometro a scintille, e dipende pure dalla sua posizione: quando la pressione è grande i raggi si producono soltanto quando il micrometro è fra il catodo e il rocchetto d' induzione; a pressioni più deboli si ottengono dei raggi anche quando il micrometro è fra il rocchetto e l' anodo, ma il tubo, in queste condizioni è meno attivo; continuando a diminuire la pressione la differenza d' azione del micrometro in queste due posizioni diminuisce e finisce collo scomparire. L'azione del micrometro è più marcata coll' idrogeno che coll' aria o coll' anidride carbonica; ma la pressione limite dipende dalla forma del tubo.

Marx E. *Sopra la caduta di potenziale e la dissociazione nei gas delle fiamme* (pp. 768-797). — Già Arrhenius stabilì che nelle fiamme contenenti dei sali, la conduzione si fa per ioni identici a quelli dell' elettrolisi; ricerche recenti di Smithells, Wilson e Dawson hanno confermato questa conclusione. Ma si sa pure che, in questo caso delle fiamme la legge di Ohm non è applicabile altro che per forze elettromotrici inferiori a 0,1 Volt. Giese, e poi Arrhenius avevano ammesso che non si trattasse di una reale inesattezza dell' ipotesi fondamentale di Ohm., quella cioè della proporzionalità fra la velocità e la forza, ma di una conseguenza di una corrente di saturazione che per una debole concentrazione di ioni, si stabilirebbe già per deboli forze elettromotrici.

Per chiarire questo punto, l'A. studia l' andamento del potenziale fra due elettrodi sovrapposti nella fiamma e commenta i suoi risultati, aggiungendovi delle considerazioni teoriche basate sulla teoria cinetica dei gas.

Egli adotta una disposizione sperimentale analoga a quella di Arrhenius; i due elettrodi, di tela metallica, distanti fra loro 17 mm. sono collegati ai due poli di una batteria di elementi Clark, e si misura la differenza di potenziale fra il catodo e un filo di rame che si sposta nell'intervallo.

Il risultato più importante di queste esperienze è che la caduta di potenziale in vicinanza del catodo diminuisce quando si abbassa la temperatura dell'anodo; se ne conclude che, in queste condizioni, la quantità libera di elettricità positiva, situata in vicinanza del catodo, diminuisce.

Marx E. *Sopra il fenomeno di Hall nei gas delle fiamme* (pp. 798-834). — Affrontando la ricerca del fenomeno di Hall nelle fiamme che contengono dei sali alcalini dissociati, l'A. si è messo ad un problema molto difficile a risolversi. Non soltanto la legge di Ohm non è più esatta nel caso generale, ma la caduta di potenziale fra gli elettrodi, che ha luogo soprattutto in vicinanza immediata degli elettrodi è molto debole nell'intervallo, ciò che costituisce una condizione molto sfavorevole perchè l'effetto di Hall deve essere tanto più marcato quanto più grande è la forza elettrica. Per riparare quanto più fosse possibile a questa difficoltà, l'A. impiega un artifizio che gli è suggerito dallo studio precedente. Mentre quasi totalmente la caduta di potenziale si farebbe al catodo se i due elettrodi primari avessero la stessa temperatura, al contrario, portando l'anodo ad una temperatura notevolmente inferiore a quella del catodo, la carica positiva libera diminuisce al catodo e quindi diminuisce la caduta catodica del potenziale mentre che contemporaneamente aumenta la caduta intermediaria nello spazio fra gli elettrodi.

Disgraziatamente, prendendo in questa maniera sempre per catodo l'elettrodo più caldo bisogna rinunciare all'inversione della corrente primaria, per mezzo della quale si può ottenere un controllo molto importante nello studio del fenomeno di Hall.

I risultati più generali delle misure eseguite dall'A. sono conformi alle considerazioni che egli ha dedotto a priori dalla teoria degli ioni.

Riecke E. *Sulla relazione fra la conducibilità dei metalli per il calore e quella per l'elettricità* (pp. 835-842).

Exner F. M. *Nota sul movimento molecolare di Brown* (pp. 843-847). — L'A. ha cercato di ricercare, in un caso particolare, come la velocità delle particelle sottoposte al movimento di Brown varia colla loro grandezza e colla temperatura. Le misure mostrano che, per una stessa temperatura, la velocità diminuisce quando le dimensioni delle particelle aumentano, e che per particelle della

stessa grandezza e a temperature differenti, il quadrato della velocità non cresce come la temperatura assoluta.

KLEMENCIC J. *Sopra la resistenza interna dell' elemento Weston* (pp. 848-853). — L'A. ha studiato l' elemento campione Weston fornito dalla *European Weston Electrical Instruments Co.* di Berlino. Esso è costruito, come il campione Clark, col cadmio al posto dello zinco, e con una soluzione di solfato di cadmio concentrata a 4°, senza cristalli di solfato in eccesso.

Secondo l'A., questo campione è superiore a tutti gli altri non soltanto per la costanza della sua forza elettromotrice ma anche per il debole valore della sua resistenza.

KOENIG W. *Due risposte* (pp. 854-862).

COHN E. *Forza elettromotrice dell' elemento Weston. Osservazioni sopra un lavoro di W. Marek* (pp. 863-864). — L'A. richiama l' attenzione sui gravi errori che si potrebbero commettere impiegando i valori indicati da Marek per questo elemento. Secondo l'A., il campione sarebbe instabile fra 0° e 23° circa e non potrebbe essere utilizzato che fra 33° e 26°.

STREINTZ F. *Sopra la conducibilità elettrica delle polveri compresse* (pp. 1-19). — Il nero di platino compresso in modo da avere una densità di 11,6 presenta una resistenza che è circa 6,5 volte più grande di quella del platino ordinario, ma con un coefficiente di temperatura di 0,00145 invece di quello 0,004 del platino. La resistenza della polvere di carbone non è la definita; cresce col tempo fino a venire quasi doppia del valore primitivo, e decresce, col crescere della temperatura, di circa 1 °|₀ per grado. La resistenza della polvere di grafite varia pure col tempo, ma in un modo più complesso: essa cresce dapprima e poi diminuisce; il coefficiente di temperatura è negativo e molto più debole di quello della polvere precedente.

EICHHORN M. *Resistenza del bismuto in un campo magnetico variabile* (pp. 20-42). — L'A. ha ricercato se, in un campo magnetico rapidamente variabile, la variazione di resistenza del bismuto segue esattamente la variazione del campo o presenta un ritardo rispetto a questo.

Egli, avendo cura di compensare le correnti indotte, ha osservato un' isteresi della resistenza. La grandezza del ritardo dipende dalla velocità di variazione del campo, a partire da un minimo di questa velocità il quale è già oltrepassato quando si hanno da 500 a 1000 periodi per minuto.

La spirale di bismuto non può dunque servire per dare i valori istantanei di corpi rapidamente variabili.

GRUNEISSEN E. *Sulla determinazione della conducibilità calorifica dei metalli e sul suo confronto colla conducibilità elettrica* (pp. 43-75). — L'A. misura il coefficiente di conducibilità calorifica coll'osservazione dello stato variabile delle temperature nell'interno di una sbarra metallica di cui una estremità è subitaneamente raffreddata con una corrente di acqua fredda.

La presenza di materie estranee (As, C, S, Ni, Mn, Ph, Si) ha per effetto di aumentare il valore del rapporto fra il coefficiente di conducibilità calorifica e il coefficiente di conducibilità elettrica.

STARKE H. *Sulla riflessione dei raggi catodici* (pp. 75-100). — In un lavoro anteriore (*Wied. Ann.* 66, p. 49, 1898) l'A. ha mostrato l'esistenza di una riflessione dei raggi catodici; in questo lavoro dà i risultati di misure più precise. Egli trova come fattori di riflessione (prendendo come misura dell'intensità le cariche trascinate) 28,2 per l'alluminio e 45,5 per il rame.

STARKE H. *Nota sopra l'azione meccanica dei raggi catodici* (pp. 100-107). — L'A. riferisce delle prove fatte per misurare l'azione meccanica dei raggi catodici; da esse risulta che quest'azione, nelle esperienze eseguite, era inferiore a 0,0001 di dina.

AUERBACH F. *Durezza dei metalli* (pp. 108-116).

AUERBACH F. *Elasticità e durezza della silice cristallizzata, amorfa, e idratata* (pp. 116-120). — L'A. trova che l'elasticità e la durezza diminuiscono quando si passa dal cristallo di rocca al quarzo amorfo e dal quarzo amorfo all'opale.

ECKERLEIN P. A. *Conducibilità calorifica dei gas; influenza della temperatura, a temperature basse* (pp. 120-155). — Nel raffreddamento di un termometro attraverso una massa gassosa il fenomeno di conducibilità viene complicato dal fenomeno di irraggiamento. Ma quest'ultimo, secondo la legge delle quarte potenze delle temperature assolute, avrà un'importanza relativa tanto più piccola quanto più sarà bassa la temperatura a cui si opera.

L'A. adoperando bagni di aria liquida per avere delle temperature bassissime determina in questa maniera l'influenza della temperatura sulla conducibilità, a temperature molto basse, dell'aria, dell'idrogeno e dell'anidride carbonica e i suoi risultati presentano un accordo soddisfacente con quelli che si possono dedurre dalla teoria di Maxwell.

VOIGT W. *Ancora la teoria termodinamica di Liebenow della termoelettricità* (pp. 155-158).

Lummer e Pringsheim. *Nota al nostro lavoro: Sulla radiazione di un corpo nero alle temperature comprese fra 100° e 1300° C.* (pp. 159-160).

Tammann G. *Sopra i limiti dello stato solido* - Parte V (pp. 156-194). — In questa Memoria l'A. descrive le misure dirette che ha eseguito fino alla pressione di 1200 kilogrammi per determinare il calore di fusione del benzolo, e indica le dimensioni che deve avere il vaso d'acciaio nel quale è contenuta la sostanza, perchè la sua capacità calorifica non sia troppo grande da rendere illusoria una esperienza calorimetrica.

L'A. descrive poi un metodo per mezzo del quale ha potuto misurare direttamente la variazione di volume che accompagna la fusione.

La Memoria termina con una rappresentazione geometrica dei diversi stati gassoso, liquido, amorfo e cristallino.

Kaiser H. *Lunghezze d'onda delle linee dello spettro dell'arco del ferro* (pp. 195-203). — L'A. ha determinato le lunghezze d'onda di un grandissimo numero di linee dello spettro dell'arco del ferro. Egli ha operato sopra delle fotografie di spettri normali e proceduto per interpolazione utilizzando le misure esatte anteriori di Rowland.

Bucherer A. H. *Sulla teoria della termoelettricità degli elettroliti* (pp. 204-209). — L'A. fa delle considerazioni di termodinamica che lo conducono a formule analoghe a quelle che si deducono dalla teoria di Nernst.

Scharp C. H. *Nuovo metodo per la determinazione dello spessore di strati sottili* (pp. 210-220). — L'A. descrive un metodo ottico per valutare lo spessore di uno strato sottile portato sopra un supporto.

Nel punto dove si vuol misurare lo spessore si toglie questo strato sopra una piccola superficie in modo da mettere a nudo il supporto. Poi si prende un'impronta della superficie; e a tale scopo ci si serve di una mescolanza di colofonia e di pece di Borgogna che si applica a caldo e che si lascia raffreddare lentamente prima di distaccarla.

L'impronta ottenuta porta in rilievo l'immagine della porzione tolta dello strato. Se si appoggia questa impronta sopra una lastra di vetro e se si osservano allo spettroscopio i due sistemi di frangie della lastra d'aria interposta si può misurare lo spessore del rilievo.

Stark J. *Azioni elettriche di un riscaldamento locale in un gas attraversato da una corrente* (pp. 221-242). — L'A. prosegue le sue ricerche sulle scariche elettriche nei gas rarefatti e sul-

l'azione esercitata da filamenti di carbone incandescenti sopra la caduta del potenziale nell'interno di questi tubi.

Egli determina l'influenza del riscaldamento separatamente nella luce positiva non stratificata, nella luce negativa, nello spazio oscuro intermedio, nello spazio oscuro catodico e nella luce positiva stratificata.

La Memoria termina con alcune considerazioni sopra l'ufficio che può avere la differente velocità degli ioni positivi e negativi nella produzione delle strie.

STARK J. *Sull' estinzione termica dell' illuminazione elettrica dei gas rarefatti* (pp. 243-246). — L'A. collega ai fatti contenuti nella Memoria precedente quello dell' estinzione termica della luminosità elettrica dei gas rarefatti, osservata già da altri sperimentatori e anche da lui stesso.

Si è visto che per il riscaldamento di uno spazio oscuro la caduta di potenziale si trova diminuita; è naturale che, se la differenza di potenziale diminuisce, l'energia spesa diminuisce pure e diminuisce, per conseguenza, l'intensità della luminescenza.

CRANG C. e KOCH K. R. *Effetti esplosivi dei proiettili della fanteria moderna* (pp. 247-274). — Numerose fotografie istantanee ottenute nelle circostanze le più svariate, conducono l'A. ad ammettere, che gli effetti esplosivi dei proiettili della fanteria devono essere attribuiti non tanto ad una propagazione di un movimento ondulatorio attraverso il mezzo quanto ad un trasporto in massa del mezzo stesso.

EDELMANN M. TH. *Pendolo interruttore di Helmholtz* (pp. 274-282). — Il pendolo interruttore di Helmholtz, la cui immagine rimonta a una trentina di anni, è impiegato correntemente in Inghilterra per chiudere un circuito durante un piccolissimo intervallo di tempo conosciuto.

Nella Memoria è descritta la forma di questo pendolo interruttore datagli dall'A., per mezzo della quale si possono misurare degli intervalli di tempo con l'esattezza del duecentomillesimo di secondo.

LUMMER O. e JANKE E. *Sopra l' espressione dell' irraggiamento di un corpo nero e del platino brillante* (pp. 283-298).

LENARD P. *Sulla dispersione dell' elettricità nell' aria attraversata dai raggi ultravioletti* (pp. 298-320). — Il passaggio di raggi ultravioletti di piccolissima lunghezza d'onda rende l'aria conduttrice; l'A. si propone in questa Memoria di studiare il meccanismo di questa azione.

ABT A. *Un metodo semplice per determinare il punto neutro delle coppie termoelettriche* (pp. 220-327). — Si sa che il punto

neutro è quello che corrisponde ad una differenza di temperatura tale che il potere termoelettrico cessa di aumentare per cominciare a diminuire. Per le coppie che seguono la formula d'Avenarius

$$E = a\,(t_1 - t_2) + b\,(t_1^2 - t_2^2),$$

questa differenza di temperatura è la metà di quella per la quale il potere termoelettrico è nullo. L'A. si fonda appunto sopra tale osservazione, e trova per le coppie ottone-piombo, ferro-argento e zinco-ferro il punto neutro rispettivamente alle temperature di 117°, di 276°,8 e di 232°,15.

Mülforth P. *Sull' assorbimento dei gas nelle polveri di vetro* (pp. 328-352).

Samojloff. *Sulla determinazione del numero d' interruzioni di una corrente alternata* (pp. 353-354).

Burbury S. H. *Sulla ipotesi fondamentale della teoria cinetica dei gas* (pp. 355-365).

Jaeger W. e **Lindeck**. *Sull' elemento Weston al cadmio; risposta ad una osservazione di E. Cohen* (pp. 366-368).

M. Pandolfi.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 36, fascicolo 2.

Ritter Hans. *Sul potere rotatorio molecolare dell' etere etilico dell' acido n-acetil-l-malico* (pp. 129-167). — Lo scopo del lavoro è di studiare le variazioni regolari nel potere rotatorio entro una serie omologa di composti, in relazione al « prodotto di assimetria » del Guye; e sceglie appunto i derivati acetilici dell' etere etilico dell' acido l-malico, riguardando come primo termine della serie omologa di questo etere l' etere etilico dell' acido acetil-l-malico. I risultati sono raccolti nella seguente tabella dove α è l' angolo letto, donde

$$[\alpha]_D^{20} = \frac{\alpha}{d_4^{20}} \quad e \quad [M]_D^{20} = [\alpha]_D^{20} \cdot \frac{\text{Peso mol.}}{100}$$

dove $[M]_D$ è il potere rotatorio molecolare:

Etere etilico dell'acido :	Peso molec.	d_4^{20}	α	$[\alpha]_D^{20}$	$[M]_D^{20}$	$P \times 10^6$
acetil- l-malico	232	1,1169	−25,24°	−22,60	−52,43	17
propionil- » »	246	1,0926	−24,90°	−22,79	−56,06	0
n-butisil- » »	260	1,0735	−24,42°	−22,75	−59,15	0
n-valeril- » »	274	1,0551	−22,56°	−21,38	−58,56	11
n-capronil- » »	288	1,0420	−21,15°	−20,30	−58,46	26
enantil- » »	302	1,0289	−19,85°	−19,30	−58,27	44
caprilil- » »	316	1,0162	−18,51°	−18,21	−57,53	61
pelargonil- » »	330	1,0073	−17,45°	−17,24	−57,17	77
caprinil- » »	344	1,0011	−16,63°	−16,60	−57,14	91

Nell' ultima colonna sono segnati i numeri calcolati secondo il prodotto asimmetrico del Guye.

Adriani H. J. *Curve eutettiche in sistemi di tre corpi di cui due sono antipodi ottici* (pp. 168-172). — L'A. seguendo il metodo del Bruni (*Rend. Atti della Acc. dei Lincei* 1899) per determinare le curve crioidratiche di misture differenti di antipodi; studia le curve eutettiche in solventi differenti dall' acqua chiamando il solvente « terzo corpo ». Il metodo del Bruni presenta maggiori vantaggi se il « terzo corpo » ha un punto di fusione relativamente elevato. La sostanza impiegata dall'A. è la *d* e *l* canforossima, e i solventi sono naftalina, fenantrene, benzoino, antracene. Dai risultati ottenuti si rileva che alla temperatura di 60° la temperatura eutettica della i-ossima, è maggiore di quella degli antipodi; la differenza va diminuendo coll' aumentare della temperatura cosicchè a 76° coincidono le tre temperature eutettiche. Alla temperatura di 97°,2 la i-canforossima è allo stato racemico, elevando ancora la temperatura sparisce la curva del corpo racemico, a 105°,6 la i-canforossima si deve considerare come una mescolanza cristallina.

Drucker Karl. *Sopra due casi di catalisi in sistemi non omogenei* (pp. 173-215). — L'A. studia la solubilità dell' anidride clorocromica e della anidride arseniosa nell' acqua in presenza di catalizzatori. In generale per l' anidride clorocromica i riducenti accelerano la soluzione. La accelerazione varia assai con la natura del riducente non però in modo uniforme. Sull' aumento o diminuzione influisce molto la concentrazione e il potenziale di riduzione e sarebbe all' incirca proporzionale a quest' ultimo.

I riducenti poco solubili agiscono solo in presenza della sostanza solida. Per l' anidride arseniosa esiste pure una azione catalitica che può essere determinata sia dall' Hione e dagli Onioni,

così pure dall' acetato sodico non dissociato. L' alcool amilico avrebbe una azione ritardatrice.

Van **Laar** J. J. *Calcolo del potenziale termodinamico secondo* T *e* p *per sostanze complesse* (pp. 215-224). — La relazione presa in considerazione dall' autore è

$$\psi_1 = \frac{\partial \psi}{\partial n_1}, \quad \psi_2 = \frac{\partial \psi}{\partial n_2} \text{ ecc.} \quad \frac{\partial \psi}{\partial T} = \frac{1}{T^2}(E + p\, v); \quad \frac{\partial \psi}{\partial p} = -\frac{v}{T}$$

dove naturalmente E è l' energia e V il volume totale del sistema: p la pressione T temperatura assoluta; le quantità ψ_1 e ψ_2 sono derivate la $-\frac{\mu_1}{T}$ e $-\frac{\mu_2}{T}$ ecc., dove μ_1 e μ_2 ecc. sono i così detti potenziali termodinamici dei componenti il sistema; n_1 e n_2 sono i numeri delle molecole. É presa in considerazione la soluzione di un sale nell' acqua. Nell' acqua si trovano molecole d' acqua semplici e doppie; il sale è parzialmente dissociato elettroliticamente; vi sono molecole non dissociate e ioni positivi e negativi. Se il grado di dissociazione del sale è x_1 e β il grado di dissociazione delle molecole doppie dell' acqua si ha: molecole doppie di acqua $(1-\beta)\, n_1$; molecole semplici $2\,\beta\, n_1$; $(1-x)\, n_2$ parte non dissociata del sale $\overset{+}{v}\, x\, n_2$ ioni positivi, $\overset{-}{v}\, x\, n_2$ ioni negativi, dove $\overset{+}{v}$ e $\overset{-}{v}$ sono i numeri degli ioni nei quali la molecola del sale si dissocia. Se ora usiamo il simbolo ∂ come esprimente la differenzazione totale invece di $\frac{\partial \psi}{\partial n_1} = \psi_1$ abbiamo

$$\frac{d\psi}{\partial n_1} = \frac{\partial \psi}{\partial n_1} + \frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial n_1} + \ldots\ldots = \psi_1 .$$

L'A. ottiene l' equazione generale esprimendo le trasformazioni dovute ad ogni reazione in cui $\Sigma\,(v_1\, \psi_1) = 0$

$$\Sigma\left(v_1 \frac{d\psi_1}{dp}\right) = \frac{1}{T^2}(\Delta\, E + p\, \Delta\, V)$$

$$\Sigma\left(v_1 \frac{d\psi_1}{dp}\right) = -\frac{\Delta V}{T}$$

e $\Delta\, E + p\, \Delta\, V$ oppure Q è il calore molecolare assorbito.

L'A. discute inoltre l'equilibrio della dissociazione. Se $\overset{0}{\psi}_1$ e $\overset{0}{\psi}_2$ si riferisce alla parte non dissociata della sostanza è:

$$\psi_1 = \overset{0}{\psi} + \alpha\,(-\overset{0}{\psi}_1 + \overset{++}{v}\,\Phi_1 + \overset{--}{v}\,\psi)$$

Se c'è equilibrio il fattore chiuso tra parentesi è 0 perciò

$$\psi_1 = \overset{0}{\psi}_1$$

Ciò vale per tutti i processi di dissociazione, differenziando secondo T e p e scrivendo

$$\Sigma\,(v_1\,\psi_1) = 0$$

$$\Sigma\left(v_1\,\frac{d\overset{0}{\psi}_1}{dt}\right) = \frac{Q}{T^2}\,; \qquad \Sigma\left(v_1\,\frac{d\overset{0}{\psi}_1}{dp}\right) = -\frac{\Delta V}{T}$$

inoltre se $\overset{0}{\psi}_1 = \overset{0}{\psi}'_1 - R\log\overset{0}{c}_1$ ecc., troviamo invece di $\Sigma\,(v_1\,\overset{0}{\psi}_1) = 0$

$$\Sigma\,(v_1\,\overset{0}{\psi}_1) - R\,\Sigma\,(v\log\overset{0}{c}_1)$$

donde possono essere dedotte nuove relazioni. Quivi è dimostrato gli errori che si fanno frequentemente nell'usare in questa formula ψ' e ψ'_0.

TANATAR S. *Sulla combustione dei gas* (pp. 225-226). — Aggiungendo circa il 15 $^0|_0$ di propilene al gas tonante esso non esplode più, nè per accensione nè collo scintillamento. Con quest'ultimo brucia solo il propilene, così pure avviene se si fa passare il gas attraverso un tubo di vetro che abbia una parte arroventata.

DUHEM P. *Sull' evaporazione di una mescolanza di due sostanze volatili nel caso in cui il vapore di una si possa dissociare* (pp. 227-231).

CUNAEUS E. H. J. *La determinazione del potere rifrangente come metodo per studiare la composizione nella coesistenza delle due fasi liquido-vapore* (pp. 232-238). — Il potere rifrangente di una mescolanza di due gas coincide solo in via approssimata con il valore dedotto dal potere rifrangente di ciascun gas e del loro rapporto nella mescolanza. Ciò si spiegherebbe colla deviazione dalla regola di Amagat per la densità delle mescolanze gassose. Dal potere rifrangente si può tuttavia dedurre la composizione di una mescolanza di vapori. Per l'etere e per l'acetone si hanno

valori accordanti, per piccole quantità di etere e risp. di acetone, secondo la formula

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_d} = \frac{x_d - x_f}{x_d (1 - x_d)} \cdot$$

Le piccole deviazioni che si osservano possono derivare secondo l'A. dal piccolo strato liquido che si depone sulle pareti di vetro dell' apparato.

Madsen Th. *Esperienze sulla variazione della idrolisi per la temperatura* (pp. 290-304). — Per le esperienze l'A. adoperò il cianuro potassico, e alcune combinazioni di zuccheri con idrato di soda. Col cianuro potassico segue il metodo di Schields (*Zeitsh. f. Phys. Chem.* 12, 1893, per i saccarrati segue le indicazioni date dal Kullgren (*Bihang. till. K. Svenska Vet. Akad. Handingar*, 24, Afd. II, N. 3). In ogni caso si è sempre misurata la velocità di saponificazione dell' acetato di etile: indicando con K questa velocità i risultati ottenuti sono

	Temp. (media)	K (media)
Cianuro di potassio	10°	2,24
	39,33	13,17
Saccarrosio . . .	10,52	0,801
	26,6°	2,68
	39,81	6,56
Destrosio	10,5°	0,336
	27,91	1,584
	40,86°	4,311
Levulosio	10,35	0,342
	28,25	1,835
	38,5°	4,221

Baedeker K. *Determinazione della costante dielettrica di alcuni gas e vapori in relazione con la temperatura* (pp. 305-335). — Per le determinazioni fu impiegato il metodo di Nernst. Le sostanze impiegate sono solfuro di carbonio, anidride solforosa, acido cloridrico, ammoniaca, acqua, alcool metilico e etilico, e biossido di azoto.

L'A. arriva a stabilire che la formula del Clausius-Mossotti va molto probabilmente in modo uniforme per gli intervalli di

temperatura, con la legge di Maxwell. Se per un gas non vale la legge del Maxwell la deviazione alla formula del Clausius-Mossotti avviene in guisa che per elevate temperature la costante dielettrica rappresenta prossimamente il quadrato dell' indice di rifrazione.

WORINGER B. *Sulla dispersione rotatoria dell' acido malico* (pp. 336-357). — L'A. fa le determinazioni curando le più minute scrupolosità perchè esse riescano esattissime. In complesso si rileva che: le variazioni della rotazione specifica per differenti radiazioni e per concentrazioni differenti dell' acido malico sono uniformi, e non saltuarie. Non si può ottenere una concentrazione affatto acromatica, tuttavia un acromatismo parziale si può ottenere per soluzioni che contengono più del 78 °/₀ di acqua. Le anomalie che si riscontrano nella rotazione del acido malico si possono rappresentare come delle increspature alla superficie della rotazione specifica.

RICHARDS TH. W. *Proposta per una definizione della capacità termica* (pp. 358-360). — L'A. propone di esprimere la capacità termica in unità assolute o in Joule sapendosi che 42,000,000 di Ergo corrispondono a 4,2 Joule. A ciò si arriva se si mantiene la divisione centesimale di un termometro a idrogeno o ad elio, e per unità della capacità termica si prende quella capacità che per 1 Joule (1 Watt secondo; oppure 10^7 Ergo) si riscalda di un grado della scala centesimale. Qui la unità di capacità varia con l' equivalente meccanico del calore, ma la capacità termica è meno sensibile che la temperatura, come avverrebbe nel caso che si volesse stabilire l' unità di capacità prendendo come unità di temperatura $\frac{10}{42}$ dell' ordinaria scala centesimale, e ritenendo il calore specifico dell' acqua ad una determinata temperatura come capacità termica. L'A. propone di chiamare la prima capacità termica proposta come unità, col nome di unità « Mayer » in memoria di Julius Robert Mayer. Secondo questa unità di misura un grammo di acqua a 20° avrebbe una capacità termica di 4,181 Mayer, e un grammo di mercurio liquido $0{,}0333 \times 4{,}18 = 0{,}139$ Mayer.

La costante dei gas $O = 16$ sarebbe espresso da 8,32 Mayer, e la costante atomica di Dulong e Petit sarebbe eguale a 26,6 Mayer. Per misure termochimiche, si potrebbe prendere il kilo Mayer come unità di misura.

KLEIN A. *Variazione di energia libera nella formazione di un sale metallico difficilmente solubile* (pp. 361-371). — L'A. misura la f. e. m. di elementi costruiti secondo lo schema seguente:

Amalgama	I Sale poco solubile del metallo	Soluz. acquosa di I.·II Sale potassico — Sale potassico con nitrato potassico in eccesso.	II Sale poco solubile del metallo	Amalgama

Nel caso dell' amalgama di piombo sarebbe:

Pb Amalgama	PbJ_2	$KJ \quad K_2SO_4$ + KNO_3	$PbSO_4$	Pb Amalgama

Nel caso del piombo l'A. trova una serie di reazioni endotermiche di cui solo poche furono già studiate da Bugarsky (*Zeit. f. anor. Chem.* 14, 145) inoltre la non coincidenza con la regola del Thomson. La reazione $PbJ_2 + K_2SO_4 \rightleftarrows PbSO_4 + 2KJ$ oltre i $+8^0$ è esotermica e sotto i $+8^0$ è endotermica.

Dott. R. Salvadori.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 1, 1901.

Schuster A. *Sull' inerzia elettrica e sull' inerzia della convezione elettrica* (pp. 227-238). — Il calcolo dell' autoinduzione è basato sull' ipotesi che la corrente invada uniformemente tutta la sezione del conduttore, ritenendo che il flusso di corrente sia analogo a quello di un fluido incompressibile. Ma ciò non vale per gli elettroliti nei quali l' elettricità è trasportata da ioni irregolarmente distribuiti; e lo stesso può dirsi pei gas.

L'A. calcola per questi conduttori i termini addizionali che si rendon necessari pel computo dell' autoinduzione, e discute i casi nei quali tal correzione può influire sui risultati sperimentali.

Sowter R. J. *Sulle lenti astigmatiche* (pp. 239-246). — Scopo di questo lavoro è di semplicizzare lo studio sistematico delle proprietà delle lenti astigmatiche, e di mostrare la relazione fra un tipo generale di tali lenti e i suoi equivalenti. Sono specialmente considerate le lenti ellissoidiche e quelle cilindriche.

Mizuno T. *Funzione dell' autoinduzione nell' interruttore Wehnelt* (pp. 246-250). — Son descritte alcune esperienze che mostrano come il funzionamento dell' interruttore elettrostatico dipenda dall' autoinduzione del circuito.

Willows R. S. *Sugli effetti di un campo magnetico sulla scarica attraverso un gas* (pp. 250 260). — L'azione di un campo magnetico sulla scarica che avviene in un gas rarefatto è d'ordinario di tal natura, che un campo trasversale rende più difficile la scarica, mentre un campo longitudinale la favorisce. Ma l'A. osservò che avviene tutto il contrario se la pressione è compresa fra 0,1 e 1 mm; e che l'azione di un campo trasversale è diversa a seconda che il campo stesso si stabilisce più o meno vicino al catodo.

In questa Nota son descritte le esperienze fatte su questo soggetto, e i resultati ottenuti.

Shaw P. E. *Ricerche sul coherer semplice* (pp. 265-296). — Il coherer studiato dall'A. è formato dal contatto di due fili, uno dei quali è fisso e l'altro è portato dall'equipaggio mobile di un galvanometro e va ad appoggiarsi sul primo. Con questo « afometro » l'A. ha potuto determinare il valore dell'adesione che si presenta fra i due fili, determinando l'intensità della corrente che deve circolare nel galvanometro per produrre il distacco. Producendo poi delle oscillazioni elettriche in vicinanza dei due fili quasi a contatto, l'A. ha potuto studiare l'azione del coherer, e dalle osservazioni fatte sembra si possa dedurre che sotto l'influenza delle oscillazioni scocchino delle scintille che producono una saldatura fra i due fili. Nel primo momento in cui si manifesta l'azione del coherer, ha influenza anche lo strato gasoso che riveste le superficie dei due fili, e che oppone una notevole resistenza alla corrente.

Per studiare poi l'azione della distanza fra i fili, l'A. ha fatto uso di una disposizione simile al micrometro elettrico già descritto in altra occasione *(N. Cim* (5), 2, p. 384).

Richardson S. W. e Laws S. C. *Alcuni cambiamenti interessanti nello stato magnetico di una lega di ferro e alluminio, dovuti a successivi riscaldamenti e raffreddamenti* (pp. 296-301). — Per una lega di ferro e alluminio (97, 29 di ferro, 2,42 di allumio, e quantità inferiori a 0,1 di carbonio, manganese, silice, fosforo e solfo) gli A. hanno trovato un comportamento diverso da quello del ferro. Essa infatti presenta almeno due massimi nella curva rappresentante l'andamento della permeabilità colla variazione della temperatura in un campo costante. In campi deboli l'intensità della magnetizzazione cresce ad ogni riscaldamento, e le curve dei raffreddamenti non coincidono mai con quelle dei riscaldamenti.

Lord Rayleigh. *Su un problema relativo alla propagazione del suono fra due pareti solide* (pp. 301-311). — Scopo principale

di questa Nota è di ricercare se nella propagazione del suono al di sopra di una superficie d'acqua, si formano delle ombre sonore a motivo della viscosità e della conduzione del calore. L'A. trova che in pratica tale effetto può esser trascurato.

STRUTT R. J. *Sulla tendenza dei pesi atomici verso numeri interi* (pp. 311-314). — Dal calcolo delle probabilità l'A. deduce che non vi è più di una probabilità su mille che i pesi atomici degli elementi, se fossero distribuiti a caso, avessero valori così poco diversi dai numeri interi quali son quelli che hanno realmente.

SCHUSTER A. *Sulla precessione magnetica* (pp. 314-324). — Se l'elettricità possiede inerzia, la rotazione di un corpo percorso da corrente deve influire sulla corrente stessa, come la rotazione della terra devia i venti. E se il magnetismo terrestre fosse dovuto a correnti elettriche gli effetti dell'inerzia potrebbero spiegare le variazioni secolari del magnetismo terrestre. Le ricerche dell'A. mostrano che se le correnti terrestri fossero dovute ad electroni rotanti attorno agli atomi, si potrebbe di fatto render conto con l'inerzia elettrica delle variazioni del magnetismo terrestre.

POCKLINGTON H. C. *Sulle equazioni fondamentali dell' elettrodinamica e l'esperienza di Cremieu* (pp. 325-330). — L'A. criticando le conclusioni della nota esperienza del Cremieu sulla convezione elettrica, espone delle considerazioni da cui resulta che non possiamo dire con certezza se un involucro conduttore, che fa da schermo per la forza elettrica, non riduca a zero anche la forza magnetica. E se un tale effetto di schermo, totale o parziale, non può esser dimostrato teoricamente impossibile, l'esperienza di Cremieu non costituisce un'obiezione decisiva all'esattezza delle equazioni fin qui accettate per il campo elettromagnetico.

BUCHANAN J. *Contributo alla teoria dell' induzione magnetica nel ferro e negli altri metalli* (pp. 330-341). — È ben noto che i problemi del magnetismo possono trasformarsi in problemi di elettricità o del calore. Ora l'A. mostra che le soluzioni di un' equazione a derivate parziali

$$\frac{dI}{dH} = p\,\frac{d^2 I}{d\,\theta^2}$$

analoga a quella di Fourier, possono rappresentare i resultati complessi ottenuti in numerosi esperimenti che sono stati fatti sull'induzione magnetica. In quell' equazione I ed H sono l'intensità della magnetizzazione e del campo, p è una costante, e θ è una quantità variabile con la tensione, la temperatura ecc.

Burke B. B. *Sul bagliore fosforescente nei gas* (pp. 342-356 e 455-464). — Quando la scarica di due bottiglie unite in cascata passa per un circuito formante poche spire che avvolgono un pallone di vetro, si produce nel gas rarefatto una scarica brillante in forma di anello, e se la pressione è fra 0,002 e 0,007 mm. il passaggio della scarica è seguito da una viva fosforescenza del gas che dura talvolta uno o due minuti.

L'A. studia accuratamente le condizioni in cui si produce tal fosforescenza, e dalle numerose osservazioni fatte conclude che essa è dovuta a particelle non elettrizzate, e non a ioni nè a ricombinazione di ioni. Sembra poi che la fosforescenza sia dovuta ad impurità del gas; ma per la sua produzione è necessaria la presenza dell' ossigeno o dell' ozono. Le particelle fosforescenti sarebbero formate, secondo l'A., da grandi gruppi molecolari prodotti dalla scarica, e che persisterebbero per qualche tempo nel gas non ostante il bombardamento molecolare, a motivo della repulsione che essi eserciterebbero sulle molecole che vi si avvicinano.

Sacerdote P. *Osservazioni alla Nota di L. T. More: sulla supposta elongazione di un dielettrico in un campo elettrostatico* (pp. 357-359). — L'A. fa osservare che il resultato negativo che ottenne il More (cfr. *N. Cim.* (5), 2, p. 78) si deve unicamente alla disposizione da lui adottata.

Thomson J. J. *Su una specie di radiazione facilmente assorbita prodotta dall' urto di raggi catodici moventisi lentamente, con una teoria della luce negativa, dello spazio oscuro e della colonna positiva* (pp. 361-376). — La radiazione studiata dall'A. è quella che si propaga nell' aria attraverso una foglia sottilissima d' alluminio, che chiude un tubo a rarefazione nel quale avviene la scarica elettrica. I raggi che attraversano tal foglia d' alluminio sono quasi completamente assorbiti da una seconda foglia uguale, e anche l' aria li assorbe intensamente. I raggi studiati dall' A. hanno origine dove la luce negativa colpisce un ostacolo solido, e son probabilmente raggi Röntgen prodotti dai raggi catodici che si muovono assai lentamente nel tubo, e dalle particelle che costituiscono la luce negativa. L'A. espone poi una teoria dei fenomeni che si producono nei tubi di scarica, che non è che una estensione dell' ipotesi, già emessa dall'A. stesso, che la produzione degli ioni sia dovuta all' urto di particelle elettrizzate negativamente.

Lehfeldt R. A. *Forza elettromotrice e pressione osmotica* (pp. 377-403). — Per eliminare alcune difficoltà che si presentano nella teoria di Nernst per le forze elettromotrici di concentrazione,

l'A. fa uso di un particolare processo isotermico e di una membrana che sia impermeabile per l'acqua, ma che si lascia attraversare tanto dagli ioni liberi quanto dalle molecole non dissociate.

In tal modo egli ottiene un' equazione secondo la quale la f. e. m. dipende non solo della concentrazione degli ioni, ma anche in ugual misura da quella delle molecole saline neutre.

LEHFELDT R. A. *Sull' interpretazione grafica delle curve sperimentali* (pp. 403-405). — In occasione delle precedenti ricerche l'A. ha dovuto occuparsi della derivazione di una funzione $y=f(x)$ la cui forma analitica non era nota, ma che si poteva rappresentare graficamente mediante i resultati sperimentali. In questa breve nota l'A. indica un modo di eseguire tale derivazione.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile*.

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Ha fatto adesione alla Società

Alippi Prof. Tito, R. Liceo — Urbino

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLVII.

Hanno pagato la quota del 1901 i Soci:

Berti Giuseppe
Mai Ettore
Ottolenghi Michele

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Banfi Enrico
Calzecchi Temistocle
Cantone Michele
Marcucci Sabino
Somigliana Carlo

SULLE SCARICHE OSCILLATORIE.

Ricerche di A. BATTELLI *e* L. MAGRI [1]).

PARTE I.

DESCRIZIONE GENERALE DEL METODO.

Nonostante che le ricerche teoriche di Thomson [2]), di Kirchhoff [3]), di Neumann [4]) e di Lorenz [5]) abbiano dato una guida sicura per le ricerche sperimentali sulle scariche oscillatorie, siamo ben lontani dall' avere una nozione chiara e completa del movimento dell' elettricità in tali scariche, essendo esso complicato da circostanze diversissime e molto mutevoli.

Le equazioni che resultano dagli studi teorici sopra accennati non sono direttamente applicabili ai casi più comuni della pratica, sia per le complicazioni che derivano dal comportamento non sempre ben conosciuto del dielettrico compreso fra le armature del condensatore, sia per la presenza della scintilla, sia per le eventuali dispersioni della carica: circostanze tutte di cui non si tien conto per stabilire le equazioni fondamentali, e che potranno avere un' azione più o meno sensibile sul movimento di quella parte di elettricità che si scarica nel circuito, e influire quindi sul valore del periodo d' oscillazione della scarica.

Ora, uno studio sistematico e simultaneo delle influenze che possono far variare il periodo di oscillazione, non è stato

1) Memorie della Reale Accademia delle Scienze di Torino, ser. 2., t. 51, 1902.
2) Phil. Mag., (4), 5, p. 393, 1853.
3) Pogg. Ann., 121, p. 551, 1864.
4) Gött. Nachr., p. 17, 1869.
5) Wied. Ann., 7, p. 161, 1879.

ancora eseguito, perchè le disposizioni adoperate fin quì non si son prestate a ricerche fra limiti molto estesi ed in modo da tener conto simultaneamente, se non di tutti, almeno dei principali elementi.

Nè si è presa mai in considerazione l'importanza della scintilla; alla cui resistenza vera non si è potuto assegnare un valore esatto, nonostante le ricerche di Cardani e di Heydweiller, date la grandissima mutabilità della scintilla stessa da un caso all'altro e la variabilità della sua resistenza dal momento in cui si stabilisce a quello in cui viene a cessare.

Inoltre è anche da osservare che, nelle scariche oscillanti, la corrente non si distribuisce uniformemente in tutta la sezione del conduttore. Di questa complicazione — che (come fu mostrato prima da Maxwell e poi più ampiamente da Lord Rayleigh, da Stefan e da Barton) modifica il valore della resistenza e dell'autoinduzione — non è stato tenuto conto se non per la scarica lungo fili rettilinei, pei quali soltanto, il calcolo della resistenza vera e dell'autoinduzione vera per correnti rapidamente oscillanti è stato eseguito. Infine, la trattazione completa dell'argomento richiede la conoscenza dell'energia spesa nelle varie parti del circuito, compresa la scintilla; ed in vero lo studio di tale distribuzione ha formato l'oggetto di importanti ricerche, per parte di Paalzow, di Villari, e più recentemente di Heydweiller e di Cardani.

Ma in tutte le suddette esperienze, sebbene si tenga conto del come le quantità misurate dipendono dalla capacità, dall'autoinduzione e dalla resistenza del circuito, non si determina però in qual modo la ripartizione della energia può essere influenzata dal periodo della scarica; perchè nel caso di scariche oscillanti le misure sono state eseguite per un solo valore del periodo di oscillazione, o quelle eseguite per periodi diversi, da diversi sperimentatori, sono fra loro difficilmente confrontabili.

Come dunque si vede da questo rapido cenno, gli elementi che possono influire sul fenomeno della scarica oscillatoria non sono stati studiati che isolatamente, sia nelle ricerche teoriche importantissime, sia nei vari lavori sperimentali. Manca

sempre uno studio generale e sistematico, ed è quello che noi ci siamo proposti di fare.

2. Diamo relazione, in questa memoria, della prima parte delle nostre ricerche, che conducono già a notevoli risultati. Per esse, noi abbiamo messo insieme in uno stesso apparato:

1° Una disposizione per la misura del periodo d' oscillazione;

2° Condensatori esenti dal difetto di ritardo di polarizzazione, e circuiti di coefficiente d' autoinduzione ben noto:

3° Calorimetri speciali per determinare la quantità del calore svolto dalle scariche, sia nella scintilla, sia nel circuito metallico da esse attraversato;

4° Un elettrometro che permettesse un' esatta misura del potenziale di scarica;

5° Un dispositivo per determinare la carica residua.

Apparecchi tali insomma, che ci permettessero di conoscere il periodo di oscillazione, l' energia disponibile al principio della scarica, la quantità di elettricità effettivamente scaricata, e l' energia dissipata sotto forma di calore nelle varie parti del circuito.

1. Misura del periodo di oscillazione.

A) Rivista delle ricerche anteriori alle nostre.

3. — Sebbene il carattere oscillatorio della scarica fosse riconosciuto la prima volta sperimentalmente da Henry di Washington [1]), ed anche Helmholtz [2]), nella sua memoria sulla conservazione della forza, ritenesse che la scarica di una batteria fosse oscillante, fu veramente W. Thomson [3]), che, per primo, stabilì le equazioni differenziali del movimento dell' elettricità nella scarica dei condensatori attraverso un circuito completamente metallico.

1) Cfr. Lodge. Modern Wiews of Electricity, p. 370.
2) Die Erhaltung der Kraft, p. 44, Berlin, 1847.
3) Philos. Mag., (4), 5, p. 398, 1855.

Integrando tali equazioni, il Thomson ottenne, pel periodo di oscillazione della scarica, la formula ben nota

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}. \tag{1}$$

Dopo le belle esperienze del Feddersen, che richiamarono maggiormente l'attenzione dei fisici su questo fenomeno, furono eseguite varie ricerche, sia per dimostrare sperimentalmente l'esistenza delle ondulazioni elettriche, sia per verificare le formule teoriche del Thomson.

Tali esperienze — cui crediamo utile accennare brevemente — possono essere divise in due gruppi, a seconda che sono state eseguite per misurare il valore di T col metodo di Feddersen, o che avevano per iscopo di determinare la curva, che rappresenta il modo in cui varia col tempo l'intensità della corrente di carica o di scarica di un condensatore.

4. — I. *Esperienze eseguite colla fotografia della scintilla.* — Il Feddersen [1]), come sopra accennammo, fu il primo che misurò il periodo della scarica oscillatoria di un condensatore, fotografando la scintilla dopo che questa era stata riflessa da uno specchio rotante; ma non avendo egli eseguito misure assolute della capacità e dell'autoinduzione, ottenne soltanto delle leggi qualitative, delle quali non è il caso di occuparci.

Dopo che il Lorenz [2]), riprendendo le esperienze su accennate del Feddersen, ebbe mostrato che i valori calcolati per il periodo di oscillazione erano dell'ordine di grandezza di quelli osservati, ma ne differivano alquanto (forse a motivo del valore troppo piccolo attribuito alla costante dielettrica del vetro, che formava il coibente dei condensatori adoperati) si ebbero le ricerche di Trowbridge e Sabine [3]), i quali per

1) Pogg. Ann, 103, p. 69, 1858; 108, p. 497, 1859; 113. p. 437, 1861; 116, p. 132, 1862.
2) Wied. Ann., 7, p. 161, 1879.
3) Phil. Mag., 30, p. 323, 1890.

eliminare tale causa d'incertezza studiarono la scarica di un condensatore ad aria.

Essi trovarono che la formola

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

cui si riduce la (1) per R molto piccolo — com'era il caso delle loro esperienze — era assai bene verificata ponendo in essa il valore di L calcolato con la formula di Rayleigh per correnti rapidissimamente alternanti. I valori di T così trovati erano dell'ordine di 0,0000031 sec.

Senza fermarci sulle esperienze eseguite più che altro a scopo didattico dal Bois [1]), accenneremo invece a quelle appositamente instituite dal Miesler [2]) per verificare la formula di Thomson. La scintilla fu da lui fotografata per mezzo di una lente e di uno specchio piano messo in rotazione da un movimento di orologeria. Il circuito di scarica era formato da diverse spirali di ottone, la cui autoinduzione era determinata sperimentalmente con le correnti continue, ed il condensatore consisteva in alcune bottiglie di Leyda.

Il periodo delle oscillazioni misurate, che variò da 0,000016 a 0,0000052 sec., fu trovato dal Miesler in buon accordo con i valori teorici.

Sopra tutte notevole per le opportune condizioni sperimentali e per l'accuratezza delle misure è la ricerca eseguita da Lodge e Glazebrook [3]). Essi adoperarono un condensatore ad aria e un rocchetto di grande autoinduzione ma di piccola resistenza; e il loro metodo per misurare il numero delle oscillazioni consisteva nel fotografare la scintilla della scarica su di una lastra rotante, la cui velocità si poteva mantenere costante e si poteva misurare con grande esattezza. Anche queste misure, il cui scopo era di mostrare come questo metodo possa servire a determinare il valore della velocità critica v con la formula $v = \frac{2\pi}{T}\sqrt{CL}$, servirono di verifica indiretta

1) Phil. Mag., 30, p. 248, 1890.
2) Wien Ber., 99, II *a*, p. 579, 1890.
3) Cambr. Phil. Trans., 18, p. 136, 1899.

alla formola, che dà il periodo di oscillazione secondo la teoria del Thomson.

Va notato che i valori del periodo misurati da Lodge e Glazebrook sono compresi fra 0,0011 e 0,0006 sec. e si riferiscono quindi ad oscillazioni assai lente; ma i loro risultati hanno tuttavia speciale importanza, perchè le singole determinazioni superano in esattezza quelle di tutti gli altri.

Soltanto per indicare fino a quale rapidità di oscillazione sono state finora fotografate le scintille, accenneremo che periodi molto più brevi (dell' ordine di $\frac{1}{5.000.000}$ di sec.) furono studiati dal Decombe [1]), il quale fotografò la scintilla di un risonatore hertziano combinando insieme una lente ed uno specchio rotante e che anche Trowbridge e Duane [2]), misurando la velocità con la quale si propagano le oscillazioni elettriche nei fili metallici, fotografarono, col solito metodo dello specchio rotante, delle scintille il cui periodo era di circa 2×10^{-7} sec.

5. — II. *Esperienze eseguite col metodo delle curve di carica e di scarica.* — I valori del periodo di oscillazione si possono anche ricavare studiando l' andamento della carica o della scarica di un condensatore: carica e scarica, che si fanno avvenire attraverso un circuito contenente una resistenza e un' autoinduzione.

La forma delle curve che rappresentano il fenomeno, — e che si possono tracciare misurando in istanti successivi, sia la quantità di elettricità, sia il potenziale di una delle armature del condensatore —, si può facilmente ottenere con disposizioni sperimentali assai semplici, nelle quali si fa uso del classico interruttore a pendolo, di cui si servirono l'Helmholtz [3]) e lo Schiller [4]) nei loro studi sulle oscillazioni elettriche.

Ordinariamente si eseguisce la carica del condensatore con una pila (fig. 1) P nel cui circuito sia inclusa una spirale S.

1) C. R., 126, p. 518, 1898.
2) Phil. Mag., 40, p. 211, 1895.
3) Werh. d. Nat. Med. Ver. zu Heidelberg, 30 aprile 1869, p. 355.
4) Pogg. Ann., 152, p. 585, 1874.

Coll' interruttore si apre in un dato istante il circuito della pila nel punto A, e dopo un determinato intervallo di tempo l' interruttore stesso apre il circuito della spirale in B e si misura la carica che resta allora sul condensatore.

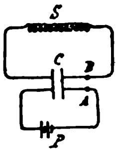


Fig. 1.

Fra gli studi più accurati, fatti in questo indirizzo, possono citarsi le misure eseguite da Hiecke [1]), i cui risultati concordarono pienamente con le deduzioni teoriche.

Esperienze più recenti son quelle del Robb [2]), il quale teneva il condensatore in comunicazione con la sorgente di elettricità durante tempi brevissimi e via via crescenti determinati dalla durata del contatto che si stabiliva per l' urto fra due sfere d' acciaio, durata che dipendeva dal peso delle sfere e dall' altezza da cui cadeva una di esse sull' altra. Quando la durata dell' urto, e quindi della carica, diveniva inferiore a circa 20×10^{-5} sec., la carica acquistata dal condensatore e misurata con un galvanometro Siemens a grande resistenza, non era costante, ma presentava delle oscillazioni in più o in meno rispetto alla carica normale e le cui ampiezze successive si smorzavano nel modo previsto dalla teoria.

Ma per l' incertezza che si ha nel valutare con questo metodo la durata del tempo di carica, queste esperienze hanno un carattere solamente qualitativo.

Parimente il Wulf [3]), in uno studio sulla dissipazione dell' energia nei dielettrici, determinò, mediante il solito interruttore mosso da un peso cadente, la curva della carica residua; e fra il valore misurato del periodo e quello calcolato con la formula $T = 2\pi\sqrt{LC}$ ottenne buon accordo pei condensatori che non presentavano penetrazione della carica, ma trovò una divergenza discreta per 2 condensatori a carta paraffinata.

Disposizioni meglio adatte a fornire verificazioni quantitative, si hanno peraltro nelle esperienze eseguite da Tallqvist, da Seiler e da Webster.

1) Wien Ber., 96, II *a*, p. 134, 1887.
2) Phil. Mag., 34, p. 389, 1892.
3) Wien Ber., 105, II *a*, p. 667, 1896.

Tallqvist [1]) ottenne una buona verificazione delle formule che esprimono la carica di un condensatore in funzione del tempo, misurando la durata della carica mediante un interruttore a pendolo.

Anche Seiler [2]) eseguì ricerche simili a quelle del Tallqvist, con un interruttore a pendolo che permetteva misure ancora più accurate del tempo di carica. Il condensatore cominciava a caricarsi appena il pendolo interrompeva un contatto che chiudeva in corto circuito la pila; e la carica — che si compieva attraverso il circuito di un rocchetto d' autoinduzione nota — durava finchè il pendolo non apriva un secondo contatto. Egli trovò che mantenendo costante L e facendo variare C, risultava verificata la formula $T = 2\pi\sqrt{LC}$; ossia, le durate di oscillazione crescenti da 0,00141075 a 0,0044768 sec., soddisfacevano benissimo alla relazione $\frac{T}{\sqrt{C}} = \text{cost.}$

Per eliminare le incertezze dovute alla capacità del rocchetto, quelle sull' assorbimento di energia nel dielettrico del condensatore e quelle sull' isteresi e sulla conduttività del coibente, il Webster [3]), infine, si servì di un condensatore ad aria e di due spirali avvolte appositamente, in modo che la loro capacità fosse trascurabile. L' interruzione dei contatti, anzichè col pendolo, era fatta mediante un peso lasciato cadere da altezze diverse (di circa 75 cm.); il quale, muovendo successivamente due leve, permetteva di misurare, secondo quanto asserisce il Webster, fino a 0,0000005857 sec.

Con tale disposizione il Webster poteva seguire con molta precisione l' andamento del fenomeno; ed il valore della carica in un istante determinato era dedotto dalla differenza di potenziale che in tale istante esisteva fra le armature del condensatore e che veniva determinata con un elettrometro.

I periodi di oscillazione misurati dal Webster erano compresi fra 0,0000246 e 0,0000586 sec. Egli si servì di tali misure

1) Wied. Ann., 60, p. 248, 1897.
2) Wied. Ann., 61, p. 30, 1897.
3) Phys. Rev., 6, p. 297, 1898.

per trovare il valore del rapporto fra l'unità elettrostatica e quella elettromagnetica mediante la relazione

$$v = \frac{2\pi\sqrt{CL}}{T},$$

ottenendo $v = 3{,}0269 \times 10^{10}$ cm/sec. La differenza fra questo risultato e quelli ottenuti con altri metodi è dal Webster attribuita alla incertezza nel valore adoperato per L, perchè il rocchetto non era costruito in modo da poterne determinare le dimensioni esatte. Del resto il Webster si proponeva di riprendere le misure stesse, facendo osservare che da quelle sopra riferite non si può avere un'esattezza maggiore dell'1 %.

6. — I valori dei periodi fin qui osservati si trovano riassunti nello specchietto seguente:

Periodi di oscillazione delle scariche.

a) ***determinati con la fotografia delle scintille:***

Feddersen (1858)	4,46 a 1,56 $\times 10^{-6}$	sec.
Trowbridge e Sabine (1890)	3,1 $\times 10^{-6}$	»
Boys (1890)	3 $\times 10^{-4}$	»
Miesler (1890)	5 a 13 $\times 10^{-6}$	»
Trowbridge e Duane (1896)	2 $\times 10^{-7}$	»
Lodge e Glazebrook (1899) .	1,2 a 0,6 $\times 10^{-8}$	»

b) ***determinati dalle curve delle correnti di carica o di scarica:***

Tallqvist (1897)	2,18 a 9,65 $\times 10^{-3}$	sec.
Seiler (1897)	1,4 a 4,47 $\times 10^{-3}$	»
Webster (1898)	2,4 a 5,8 $\times 10^{-5}$	»

Ma si deve notare che misure vere e proprie di oscillazione col metodo *a)* sono soltanto quelle di Trowbridge e Sabine, quelle di Miesler e quelle di Lodge e Glazebrook. Ora tanto le prime (di Trowbridge e Sabine) come le ultime (di Lodge e Glazebrook) sono importanti perchè eseguite con grande precisione, ma ciascuna di esse si riferisce ad un solo

caso particolare e non servono quindi ad una verificazione completa della teoria. Le misure del Miesler sono state fatte in condizioni più svariate, ma, come vedremo in seguito, non si può dire che i valori da esse ottenuti sieno molto sicuri, a motivo delle incertezze che in esse presentano le misure del tempo e quelle delle fotografie delle scintille. Sono invece abbastanza buone le misure eseguite col metodo *b)*; ma in esse non si sono raggiunti periodi molto brevi.

Era quindi opportuno l' intraprendere, intorno ad una questione così importante, nuove e più larghe ricerche.

Dei due metodi che sono stati usati in tali ricerche, quello delle curve di carica e scarica dei condensatori — non introducendo scintilla nel circuito — si avvicina di più alle condizioni teoriche che servirono a stabilire la formula predetta; ma oltre i difetti che gli sono inerenti, esso non si riferisce ai casi che hanno la maggiore importanza pratica, nei quali appunto si presenta nel circuito anche la scintilla.

E fra i difetti di tale metodo, il principale è quello che si riferisce alla misura del tempo che corre fra due aperture di contatti, provocate da un pendolo o da un peso cadente. Poichè sebbene le considerazioni teoriche possano condurre a ritenere misurabili frazioni piccolissime di secondo, sembra difficile si possa in realtà contare con sicurezza sui decimilionesimi di secondo come fa il Webster (v. sopra). Basta pensare alle incertezze inerenti alle disuguaglianze inevitabili del passo della vite micrometrica, a piccole oscillazioni inevitabili nel pendolo o nel peso che apre i contatti, e all' incertezza maggiore che introduce la scintilla, che (sia pur debole) si ha sempre alla rottura del contatto, per persuadersi che il più delle volte l' apprezzamento di così piccole frazioni di secondo è del tutto illusorio, se il grave che determina l' apertura dei contatti non ha una velocità molto grande (almeno 15 m/sec) e se non si adottano disposizioni che permettano di ridurre trascurabile od almeno costante l' azione della scintilla di apertura.

Oltre a ciò è da notare che questi metodi indiretti non possono adoperarsi nel caso di periodi molto brevi, potendo al

più essere adatti a rivelare con sicurezza periodi non inferiori a qualche decimillesimo di secondo.

Il metodo invece della fotografia della scintilla, oltre permettere la misura di periodi molto brevi, può anche darci un'idea dell'importanza che hanno le modificazioni, che la scintilla stessa introduce nel movimento dell'elettricità.

Fra le disposizioni pratiche messe in uso con tal metodo (cioè quella classica dello specchio rotante, quella dell'obiettivo rotante del Boys, e quella della lastra fotografica rotante del Lodge e del Glazebrook), le due ultime non si prestano a raggiungere una velocità angolare molto grande, e riescono insufficienti quando si voglia arrivare a periodi di pochi milionesimi di secondo.

La disposizione dello specchio girante è quella che conduce senza dubbio a misure di periodi anche molto più piccoli, quando nella loro esecuzione si apportino tutte le cure di cui faremo parola in seguito.

B) Metodo e apparecchi usati nelle nostre esperienze per la misura sperimentale del periodo.

7. — Per le ragioni suesposte noi ci siamo attenuti al metodo dello specchio rotante.

In esso la condizione necessaria per avere misure assai esatte, è che la distanza fra i vari tratti luminosi componenti l'immagine della scarica sia abbastanza grande rispetto alla larghezza di questi stessi tratti. Ciò, entro certi limiti, si può ottenere rimpiccolendo la grandezza dell'immagine della scintilla, e facendo grande la velocità dell'immagine stessa sulla lastra; velocità che, se r è la distanza della lastra dallo specchio ed a il numero di giri che questo compie in un secondo, è data da

$$v = 4 \pi r a.$$

Nella pratica è difficile superare, sia pure per pezzi rotanti assai piccoli, la velocità di circa 800 giri per secondo e mantenere costante per un tempo assai lungo una così grande velocità di rotazione; per solito riesce più conveniente pren-

dere r più grande che è possibile e dare ad a dei valori moderati (da 60 a 200 giri per secondo).

Ciò tuttavia nel caso nostro avrebbe portato a due inconvenienti. Il primo sarebbe stato di dover usare specchi di dimensioni notevoli per avere una buona luminosità dell'immagine, ossia specchi che si sarebbero frequentissimamente deformati e non di rado anche rotti con tali velocità angolari, sempre assai grandi; l'altro inconveniente sarebbe consistito nella necessità di aggiungere all'apparecchio di rotazione bracci rotanti simili a quelli usati dal Feddersen e da Trowbridge e Sabine, ecc.; altrimenti non si sarebbe potuto far avvenire le scintille quando lo specchio si trovava in posizione opportuna per rifletterne l'immagine sulla lastra fotografica. Ciò avrebbe complicato troppo il circuito e nociuto molto alla precisione delle misure. Abbiamo quindi preferito adottare un apparecchio che permettesse di dare all'immagine una grandissima velocità angolare e ad r valori assai piccoli, disposizione che permette anche di avere immagini della scintilla abbastanza luminose e di poter usare lastre fotografiche non troppo grandi.

Nelle nostre prime ricerche ci servimmo di un movimento di orologeria di Froment, il cui ultimo asse poteva compiere circa 450 giri al secondo, velocità che peraltro non era sufficiente per tutte le nostre ricerche.

Inoltre, come del resto accade sempre con questi strumenti nei quali per regolare la velocità non intervengono che gli attriti e la resistenza del mezzo, trovammo che era impossibile mantenerne costante il movimento.

Questo difetto inevitabile negli strumenti di rotazione attivati da un movimento di orologeria, fa nascere qualche dubbio sull'esattezza dei risultati ottenuti dal Miesler. Per la stessa ragione noi abbandonammo le prime serie delle nostre esperienze e adottammo nelle ricerche definitive, per la rotazione dello specchio, speciali turbine il cui funzionamento ci risultò nella pratica del tutto regolare.

8. — La prima di queste turbine venne fabbricata con molta cura nell'officina dell'Ing. Santarelli di Firenze, e consiste

precisamente in una sirena ordinaria (fig. 2), che ha, tanto sul disco mobile che su quello fisso, un doppio giro di fori. Il giro esterno è costituito da 26 fori, e il giro interno da 25.

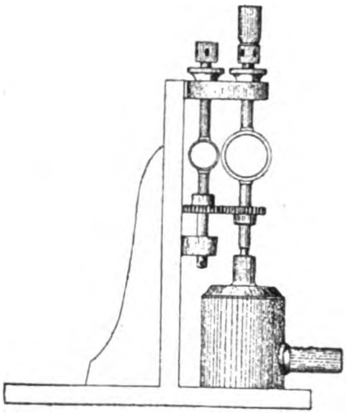


Fig. 2.

Il disco mobile di alluminio è leggerissimo, ed è solidamente fissato all'asse portante lo specchio. Quest' ultimo è di acciaio, lucido da ambe le parti. Inferiormente l' asse porta una ruota dentata pure di acciaio, la quale ingrana esattamente in una seconda ruota uguale il cui asse sostiene un secondo specchio simile in tutto al primo.

L'immagine della scintilla, data da un obiettivo fotografico, viene riflessa dal primo specchio sul secondo e da questo sulla lastra fotografica, con una velocità doppia di quella che si avrebbe con un solo asse.

Per mettere in rotazione costante questa sirena ci servimmo dapprima del vapor d' acqua, assai sopra riscaldato con disposizioni adatte, fornitoci da una macchina elettrica di Armstrong.

La sirena era tutta racchiusa in una doppia custodia di ottone, munita di un grosso tubo di sfuggita, che portava il vapore fuori della stanza dove si facevano le esperienze. Dal coperchio della custodia sporgevano le estremità superiori dei due assi coi relativi specchi.

Quando la sirena si muoveva con piccola velocità, le due serie di fori davano due note diverse che si fondevano in un

suono molto discordante, ma a poco a poco, col crescere della velocità questi suoni, aumentando talmente di altezza da sorpassare il limite della loro percettibilità, davano luogo al suono di combinazione. Questo suono però era molto puro e si udiva con notevole intensità malgrado il rumore degli ingranaggi. Per giudicare esattamente la nota ci servivamo di un risuonatore di Helmholtz di cui si potevano variare, entro certi limiti, le dimensioni.

Dall'altezza di questo suono si poteva valutare con sufficiente esattezza la velocità della rotazione.

Con tale turbina eseguimmo una prima parte delle ricerche, ma dovendo in seguito prolungare anche maggiormente la durata delle singole esperienze, ci fu necessario ricorrere ad un apparecchio più robusto e perciò facemmo costruire dal meccanico del nostro Istituto, sig. Giuseppe Pierucci, un'altra turbina che è rappresentata dalla fig. 3 e che nelle parti essenziali è simile a quella di Foucault.

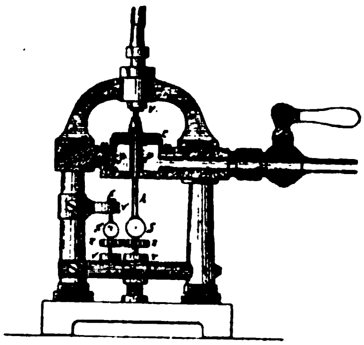


Fig. 3.

Il vapore entra nella camera P P, ed uscendo da due aperture va a battere contro la corona di palette C, portata dall'asse A, insieme con lo specchio di acciaio S e con la ruota d'ingranaggio R.

In quest'ultima ingrana un' altra ruota perfettamente uguale R', portata dall' asse A', nel quale, nel modo solito, è incastonato lo specchio S'.

Gli assi sono sostenuti dalle viti di registro V V, V' V'. Queste viti sono forate per tutta la loro lunghezza e portano in fondo dei cuscinetti di zaffiro, pure essi forati, per consentire un'abbondante oliatura, che deve farsi per tutto il tempo nel quale ruota la turbina.

Da principio, per mettere in moto l'apparecchio, ci servimmo della stessa disposizione di cui si è già parlato per la sirena. In seguito trovammo più conveniente e più comodo fare uso di un getto di aria compressa a 6 atm. fornita da un grande serbatoio.

La regolarità dell'andamento della turbina dipende molto dal modo di eseguire l'oliatura dei perni, che deve essere continua, ma non eccessiva. La rotazione dell'asse diviene infatti molto irregolare, sia per difetto di olio, perchè allora è troppo grande l'attrito, sia per eccesso, perchè in tal caso ne entra fra il disco mobile e la cassetta di distribuzione.

È poi assolutamente necessario che l'aria iniettata nella turbina non trasporti nè goccie dell'olio della pompa, nè grani un po' grossi di polvere, perchè fra la parte girante e la parte fissa della turbina non vi sono più di $^2/_{10}$ di mm. A tale scopo sul tragitto dell'aria abbiamo posto un grosso recipiente seguìto da un lungo filtro formato da più strati di fitta rete metallica.

Per la misura della velocità di rotazione abbiamo ricorso ad un mezzo più preciso di quello dell'altezza del suono. Sull'asse A della turbina era fissato un piccolo e leggiero dischetto di alluminio al cui orlo era attaccato un corto crine. Vicino a questo dischetto era posto un rullo di ottone ricoperto di carta affumicata, cosicchè, muovendosi il rullo, il crine ad ogni giro dell'asse della turbina faceva un segno sulla carta.

L'intervallo di tempo corrispondente a quello fra due tratti segnati dal crine e quindi quello dei giri fatti al secondo dall'asse rotante, si deduceva, al modo solito, dal confronto con la curva di oscillazione di un diapason elettromagnetico, di cui si conosceva con esattezza il periodo di oscillazione, che veniva registrato sul cilindro stesso.

Un movimento di orologeria opportunamente regolato, portava un dispositivo permettente di far compiere al rullo

stesso un solo giro, con velocità opportuna, e tale che il rullo, dopo una piccola frazione di giro (che era circa $^1/_6$), acquistasse un moto sufficientemente costante.

La fig. 4 rappresenta l' insieme della turbina, del rullo girante e del diapason.

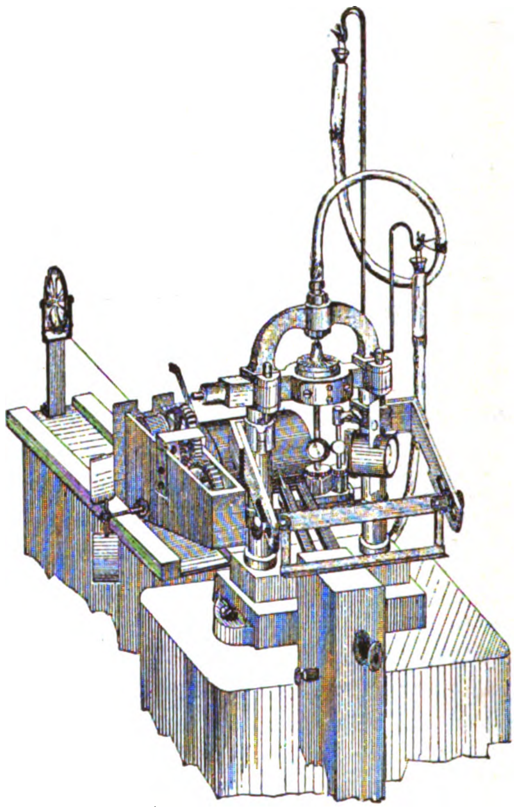


Fig. 4.

Alle colonne della turbina erano assicurate due robuste sbarre di ferro, alle quali era affidato il telaietto portante la lastra fotografica, le cui dimensioni erano 3 × 12 cm.

9. — La scintilla che si doveva fotografare avveniva in A (fig. 5) entro una grande cassa di legno che impediva l'irraggiamento luminoso.

Questa cassa, C, portava in O un foro che poteva venire aperto o chiuso per mezzo di uno dei soliti otturatori fotogra-

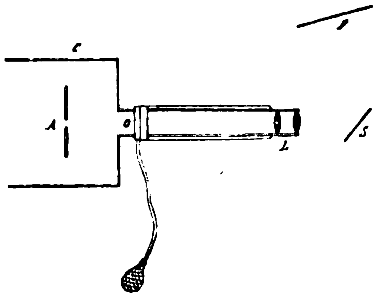


Fig. 5.

fici pneumatici. Da O si partiva un tubo di cartone, il quale arrivava fino all'obiettivo L che era un astigmatico Zeiss. La immagine, formata da L, veniva riflessa dallo specchio rotante S sulla lastra fotografica F se lo specchio stesso si trovava in posizione conveniente.

Un opportuno schermaglio impediva che la luce emessa dalle scintille di apertura del diapason elettromagnetico cadesse sulla lastra fotografica, onde evitare velature nocive alla chiarezza delle immagini.

10. — Ecco come procedevano le esperienze. Quando la pressione dell'aria aveva raggiunto nel serbatoio le 5 o 6 atmosfere, si poneva la lastra fotografica nel suo telaietto, si eccitava il diapason elettromagnetico, e si cominciava a far passare l'aria compressa nella turbina, regolandone l'uscita mediante un opportuno robinetto a vite che permetteva di far crescere lentamente e regolarmente la velocità fino al valore necessario: il confronto fra la nota resa dal movimento dell'asse e quella del diapason elettromagnetico permetteva di giudicare se, approssimativamente, il valore di questa velocità era raggiunto.

Per solito essa era così grande che il suono proprio della turbina aveva già oltrepassato il limite della percettibilità e si udiva soltanto il suono dell'asse. La costanza di questo suono

d'asse, e quindi l'uniformità del movimento si poteva giudicare con sicurezza dal suo confronto col suono reso dal diapason elettromagnetico, che era mantenuto in vibrazione durante tutta l'esperienza. Nella massima parte delle nostre misure quei due suoni erano pressochè all'unisono.

Quando, nel modo ora detto, si era certi che il movimento della turbina fosse uniforme, si faceva avvenire la scarica fra le sfere dello spinterometro, ed appena si scorgeva sulla lastra fotografica l'immagine riflessa dallo specchio, si chiudeva l'otturatore dell'obiettivo e si poneva in moto il rullo girante, su cui l'asse della turbina e la punta del diapason segnavano le rispettive grafiche. Non restava quindi che sviluppare e fissare la lastra coi soliti processi.

In generale si prendevano 6 o 7 fotografie per ogni periodo di oscillazione e per ogni distanza esplosiva.

11. — Terminata l'esperienza, la velocità dell'immagine si deduceva facilmente da quella dello specchio e dalla distanza fra questo e la lastra; e la misura poi della velocità dello specchio si aveva senz'altro dal calcolo della formula

$$N = \frac{517,2 \,.\, n'}{n},$$

dove n è il numero di vibrazioni del diapason comprese in un tratto della grafica, ed n' il numero dei segni tracciati sul tratto corrispondente dal crine unito all'asse della turbina, essendo 517,2 il numero delle oscillazioni complete che fa il diapason in un secondo a 25°.

Perciò in queste prime nostre esperienze (nelle quali abbiamo sempre usato un solo asse della turbina) la velocità dell'immagine sulla lastra fotografica era

$$V = 4\pi d N$$

essendo d la distanza fra lo specchio e la lastra, distanza che nel nostro caso era di cm. 19,4.

La determinazione delle distanze fra le immagini delle varie scintilline richiedeva invece una cura speciale ed una certa pratica. Nelle esperienze preliminari eseguivamo una

tale determinazione servendoci di un comparatore di Froment diviso in mezzi millimetri, il cui nonio poteva dare il centesimo di millimetro. Sul pezzo scorrevole di questo comparatore portante il nonio, era stato fissato un oculare di piccolo ingrandimento munito di reticolo. La misura si faceva sulla lastra quattro volte, due andando in un senso, due nell'altro, e se ne prendeva la media. Per dare un' idea dell' esattezza di queste misure riportiamo i valori spettanti ad una lastra qualunque (N° 4, 1ª Serie):

Distanze successive fra le scintilline corrispondenti a periodi completi.

1ª misura mm.	0,38	0,34	0,35	0,31	0,39	0,36	0,31	0,35
2ª » »	0,39	0,33	0,36	0,29	0,41	0,34	0,32	0,35
3ª » »	0,38	0,33	0,36	0,30	0,40	0,34	0,32	0,35
4ª » »	0,39	0,33	0,35	0,30	0,41	0,34	0,32	0,35
Media	0,385	0,332	0,355	0,30	0,402	0,345	0,318	0,35

La misura, eseguita sulle lastre fotografiche, delle distanze fra le singole scintilline che si riferiscono a periodi completi, non ci ha mai fatto rilevare notevoli differenze fra i primi e gli ultimi periodi di oscillazione.

Ma poichè siffatta misura presenta spesso verso il finire della scarica troppa incertezza in causa della poca luminosità, così nelle nostre determinazioni abbiamo finito per tralasciare sempre di considerare queste ultime scintilline così incerte.

In tutti i casi però, per la stessa scarica, abbiamo sempre fatto due misure, una per le scintille che presentano la luminosità positiva all'elettrodo superiore ed una per le scintille che la presentano all'elettrodo inferiore.

Era necessario poi ridurre la lettura di queste distanze, determinate sulle lastre, all' arco di cerchio. Ora le misure dirette ci forniscono i valori di N A ed N B relativi all'arco α corrispondente, che, ridotto al raggio unitario è dato evidentemente da

$$\alpha = \text{arctang}\,\frac{NB}{SN} - \text{arctang}\,\frac{NA}{SN}$$

se S N (fig. 6) è la distanza fra lo specchio e la lastra fotografica.

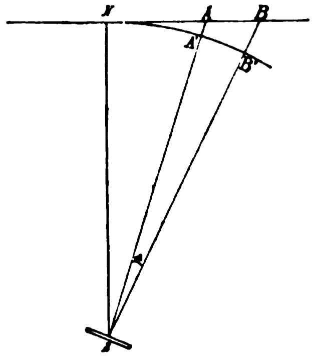


Fig. 6.

Trovato α, il periodo T della scarica, che è dato da

$$T = \frac{A'B'}{V},$$

ci è quindi fornito anche dalla formula

$$T = \frac{n}{4\pi \cdot 517{,}2\, n' p}\,\alpha,$$

che si presta assai bene pei calcoli numerici.

12. — Riportiamo nelle tabelle qui unite alcuni esempi relativi alla misura di un periodo di oscillazione. In esse D e D' sono le distanze N B ed N A della fig. 6; n ed n' sono i numeri di vibrazioni del diapason e dei giri della turbina contati su tratti corrispondenti delle grafiche, p il numero dei periodi compresi nel tratto di lastra misurato.

Esperienze colla grande spirale avvolta sul marmo (v. § 28).

Autoinduzione della spirale cm. 4546000.

Capacità del condensatore C = cm. 14175.

$T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0{,}00005317$ — distanza esplosiva mm. 2.

N. d'ordine della lastra	*n*	*n'*	D	D'	*p*	T	Osservazioni
14	148	24	5,0495	0,5205	4	0,00005404	
	—	—	4,4705	0,0015	4	0,00005374	
15	138	21,8	2,818	4,748	7	0,00005330	
	—	—	3,423	5,280	8	0,00005363	
16	122	18,9	5,326	2,031	3	0,00005417	
	—	—	4,706	1,431	3	0,00005434	
17	151	30	2,1675	4,7525	5	0,00005444	
	—	—	1,4875	5,3945	5	0,00005386	
18	156	35	5,433	0,712	3	0,00005403	
	—	—	4,605	0,021	3	0,00005303	
19	133	23,9	2,54	4,84	6	0,00005347	
	—	—	1,97	4,096	5	0,00005296	

Valore teorico 0,00005317. Media 0,00005376.

Esperienze colla piccola spirale avvolta sull'ebanite (v. § 28).

Autoinduzione complessiva del circuito cm. 57797.

Capacità del condensatore C = cm. 3568.

$T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0{,}000003008$ — distanza esplosiva mm. 2.

N. d'ordine della lastra	n	n'	D	D'	p	T	Osservazioni
1	122	122	2,656	5,005	6	0,000002986	
			2,827	5,226	6	0,000003037	
2	147	149,2	3,365	1,682	13	0,000003011	
			3,342	0,345	9	0,000003173 (?)	
3	—	—	—	—	—	—	Non è netta.
4	144	144,3	1,2975	5,2485	10	0,000003032	
			1,1545	4,3095	8	0,000003053	
5	126	129,8	4,683	1,077	9	0,000003011	Si misurano due scintille che si sono succedute sulla lastra a breve intervallo.
			4,934	1,300	9	0,000003022	
			0,265	3,721	10	0,000003034	
			0,056	3,462	9	0,000002981	
6	129	131	3,517	5,062	4	0,000002904 (?)	
			3,685	5,316	4	0,000003039	
7	144	147,3	0,611	4,976	14	0,000003036	
			0,791	4,718	14	0,000003001	
			2,281	4,300	5	0,000003042	
			2,10	4,928	7	0,000003021	

Valore teorico 0,000003008. Media 0,000003024.

Esperienze con circuito di filo di rame a forma di cerchio (v. § 28).

Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000120 cm. 9242.

Capacità del condensatore C = cm. 3568.

$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0,000001201$ — distanza esplosiva mm. 5.

N. d'ordine della lastra	n	n'	D	D'	p	T	Osservazioni
77	134,5	133	4,941	2,585	15	0,000001213	
			4,863	2,526	15	0,000001205	
79	158	157	5,202	0,634	29	0,000001224	
			5,296	0,398	31	0,000001229	
80	122	120	2,580	2,451	33	0,000001220	
			2,521	0,854	22	0,000001232	
81	143	140	2,347	5,378	19	0,000001194	
			2,275	5,212	19	0,000001205	
82	74	76	1,818	5,493	23	0,000001189	
			1,742	5,438	23	0,000001197	
83	162	162	2,966	3,050	39	0,000001210	
			2,893	2,843	37	0,000001221	
85	153	153	3,147	1,153	28	0,000001210	
			3,080	0,959	26	0,000001221	

Valore teorico 0,000001201. Media 0,000001212.

Dalle tabelle qui sopra riportate — che contengono le misure di uno dei periodi più lunghi, di uno degli intermedi, e di uno tra i più brevi che noi abbiamo ottenuto — si vede che anche quando le difficoltà delle misure sono le più grandi l'errore che si può commettere nella valutazione del periodo non arriva al 2 %; e per i periodi non molto brevi si consegue un' esattezza anche maggiore. Noi crediamo che, nello stato attuale, una precisione più alta di quella da noi conseguita non si possa raggiungere, e ne diremo a suo luogo le ragioni.

Ora, volendo confrontare il valore sperimentale con quello che pel periodo si ha dalla teoria di Thomson, era necessario disporre le cose in guisa da poter ottenere con un' esattezza non inferiore a quella sopra indicata i valori degli elementi che entrano nella formula del Thomson, cioè della capacità, della resistenza e dell'autoinduzione del circuito di scarica.

È quindi necessario che esponiamo brevemente il modo e le cure con cui abbiamo misurato cotesti elementi del circuito.

C) Capacità, resistenza e autoinduzione del circuito.

a) *Condensatore.*

13. — Onde conoscere la capacità con l'esattezza dovuta, sia per la misura del periodo, come per quella dell' energia disponibile che ci occorreva determinare per lo studio della ripartizione della scarica nelle varie parti del circuito, era anzitutto necessario che il condensatore non presentasse le difficoltà che verrebbero introdotte dalla penetrazione della carica e dal ritardo di polarizzazione, che si hanno sempre nei condensatori a dielettrico solido. Ciò poteva conseguirsi solamente adoperando un condensatore ad aria, che abbiamo costruito espressamente per queste ricerche.

Esso è formato da 70 lastre di vetro da specchi, piane, ricoperte di stagnola da entrambe le faccie, e separate l' una dall'altra da prismetti di vetro.

Le lastre da specchi ci sono state gentilmente fornite dall'Ing. Sauter della Fabbrica di specchi S. Gobain e Cirey di Pisa. Esse sono rettangolari, ed hanno una superficie di 70 × 35 cm. e uno spessore variabile da lastra a lastra, compreso fra 7 e 10 mm.

Su ciascuna di esse è stata distesa, come si è detto, da ambe le parti una lamina sottile di stagnola tutta di un sol pezzo, facendola aderire, con cure speciali, al vetro in modo che non restassero, nè increspature, nè la minima bolla d'aria.

Le medesime stagnole, dopo distese sul vetro, furono tutte tagliate delle dimensioni esatte di 63 × 28 cm., in maniera che intorno ad esse restasse libero un orlo di vetro di 3,5 cm. di larghezza. Le due stagnole poi applicate sulle due faccie di ciascuna lastra furono riunite tra loro per mezzo di una sottile strisciolina di ottone (larga circa 4 mm.), la quale serviva, allo stesso tempo, per stabilire le opportune comunicazioni.

Le 70 lastre furono disposte in due pile di 35 ciascuna; lasciando alla prima e all'ultima lastra di ogni pila la stagnola dalla sola parte interna. Perchè fra le successive lastre l'intervallo rimanesse inalterato e ben noto, ciascuna coppia fu separata con sei prismetti di vetro, i quali furono scelti con lo sferometro, uguali fra loro fino al centesimo di millimetro.

Credemmo però opportuno misurare anche direttamente la distanza fra le lastre, dopo che i condensatori erano stati completamente montati. A questo scopo ci servimmo di un ottimo catetometro, che ci confermò i risultati delle misure fatte con lo sferometro. E cioè i prismetti della pila dei condensatori N. 1 risultarono di uno spessore medio di cm. 0,743, quelli della pila N. 2 dello spessore medio di cm. 0,738. In ognuno dei due condensatori furono messe in comunicazione fra loro rispettivamente le lastre di numero pari e quelle di numero dispari, riunendo poi le rispettive code di ottone in due fasci, che vennero congiunti a due serrafili, portati da bastoni di vetro.

Ciascun condensatore era collocato su d'un solidissimo banco di legno e le rispettive lastre erano sorrette lateral-

mente da sei squadre di vetro, perchè si avesse un' assoluta stabilità. L'apparecchio infine era difeso da una custodia di vetro, nell'interno della quale l' aria era mantenuta asciutta con l'acido solforico.

b) *Misura della capacità.*

α) *Valore teorico.*

14. — Poichè sono conosciute con esattezza le dimensioni del nostro condensatore, se ne può valutare la capacità mediante la formula

$$C = \frac{(a + \varepsilon)(b + \varepsilon)}{4 \pi d} n,$$

dove a e b sono le dimensioni lineari di ciascuna armatura degli n condensatori elementari costituenti il condensatore complessivo, d la media della distanza fra le faccie prospicienti di ciascun condensatore elementare, ed ε un termine di correzione dovuto alla maggiore densità della carica agli orli.

Per armature formate da lastre sottili questa correzione consiste nell'aggiungere un termine tale alle dimensioni lineari dell' armatura del condensatore, quale sarebbe quello corrispondente all'aggiunta di una striscia che avesse la larghezza uguale a $\frac{d}{\pi} \log_e 2$ [1]), e che circondasse tutto il perimetro delle armature del condensatore stesso. Quindi nella formula sopra riportata

$$\varepsilon = 2 \frac{d}{\pi} \lg_e 2$$

Le dimensioni delle armature dei singoli condensatori che costituiscono il condensatore N. 1 sono $a = 63$, $b = 28$ cm., lo spessore medio dei tubetti è di cm. 0, 743. Avremo perciò come termine di correzione.

$$\varepsilon = 2 \frac{0{,}743}{\pi} \log_e 2 = 0{,}328 \, ;$$

1) Maxwell, vol. 1, § 196.

quindi la capacità del 1° condensatore sarà

$$C = 34 \frac{(63 + 0,328)(28 + 0,328)}{4\pi \times 0,743} = 6533$$

unità elettrostatiche [C. G. S.].

Pel condensatore N. 2, la distanza media fra le lastre è cm. 0,738, quindi il termine di correzione è

$$\varepsilon = 2 \frac{0,738}{\pi} \lg_e 2 = 0,326,$$

e la capacità

$$C_2 = 34 \frac{(63 + 0,326)(28 + 0,326)}{4\pi \times 0,738} = 6576 \text{ C. G. S.}$$

La capacità teorica dei due condensatori riuniti in quantità è quindi

13109 U. E. [C. G. S.].

Per altro non ci siamo accontentati di questi valori teorici per i calcoli dei risultati delle nostre ricerche, perchè, come risulta da esperienze appositamente eseguite in questo Istituto dal Dott. Gragnani, e non ancora pubblicate, per condensatori che abbiano le dimensioni del nostro, la suddetta formula è in difetto; e in secondo luogo perchè in questo condensatore ciascuna armatura è formata da 2 fogli di stagnola separati da una lastra di vetro dello spessore da 7 a 10 mm., e ciò fa allontanare ancora di più dalle condizioni per le quali la suddetta formula è valida.

Inoltre non si può calcolare con sicurezza quale influenza possa avere sulla capacità effettiva la vicinanza sia di masse conduttrici, sia delle pareti e del pavimento. Di più quantunque le lastre da noi usate siano da specchio e ben lavorate, non si può essere sicuri che sieno perfettamente piane e tutte esattamente fra loro parallele.

Abbiamo quindi misurato la capacità del nostro condensatore, sia per confronto con un campione, sia determinandone sperimentalmente il valore assoluto.

β) Valore sperimentale.

15. — 1° *Per confronto con un condensatore campione.* — Il campione ci è stato favorito dal chiar.^{mo} Prof. Ròiti, e porta il N. 1099 della Casa Latimer Clark Muhirhead e C.^{ia} (Westminster); è formato da lamine di stagnola separate da fogli di mica. Il valore assegnato per la capacità dalla Casa costruttrice è $^1/_3$ microfaraday; quello trovato dal Prof. Ròiti [1]) con misure appositamente istituite è di 0,3359 microf., assai vicino al valore 0,3336 trovato da Glazebrook [2]) per un altro campione fornito dalla stessa Casa.

Soltanto è da osservare che nel calcolo del valore assoluto della capacità il Ròiti prese per l'unità B . A di resistenza il valore 0,9883 ohm legali, mentre nel Congresso di Chicago del 1893 fu stabilito che fosse 1 B . A = 0,98703 ohm internazionali; quindi il valore dato dal Ròiti deve moltiplicarsi per $\frac{0,9883}{0,98703} = 1,0013$, per averlo ridotto nelle unità assolute attualmente adottate.

Esso diviene adunque:

$$0,3359 \times 1,0013 = 0,3363 \text{ microfaraday.}$$

Il confronto fra questo campione e il nostro condensatore ad aria è stato fatto scaricandoli successivamente attraverso un galvanometro balistico, dopo averne portate le armature a differenze di potenziale che stavano in un rapporto conosciuto, e che erano scelte in modo che le deviazioni dell' ago galvanometrico fossero in ambedue i casi dello stesso ordine di grandezza. La corrente di carica era fornita da 3 accumulatori Tudor, il cui circuito durante l'esperienza era permanentemente chiuso attraverso una grossa spirale di argentana, che aveva una resistenza totale di 51,14 B. A.

Per caricare il condensatore campione, si prendeva una derivazione della corrente fra un estremo A della spirale e un

1) N. Cim., (3), 21, p. 137, 1887.
2) Phil. Mag., (5), 18, pag. 98, 1884.

punto B situato a circa $^1/_{20}$ della lunghezza della spirale stessa; per caricare il condensatore ad aria si prendeva la derivazione ai due estremi A, C della spirale. Il rapporto fra la resistenza totale e il tratto A B di questo reostato fu trovato uguale a 19,29.

Il galvanometro balistico era del modello Du Bois e Rubens, il cui ago aveva un'oscillazione completa della durata di 13 sec. La carica del condensatore si faceva durare 1 secondo.

Confronto col condensatore campione Latimer-Clark Muirhead e C.

a) La corrente che serve a caricare il campione è presa in derivazione tra i punti A e B del reostato, in cui passa continuamente la corrente di tre accumulatori Tudor.

Il condensatore si tiene in carica per un secondo.

DEVIAZIONI AL GALVANOMETRO.

Posizione di riposo	Punto d'inversione	Deviazione
250	46	204
251	47	204
250	45	205
248,5	43	205,5
250	45	205

Si invertono i poli della pila.

Posizione di riposo	Punto d'inversione	Deviazione
250	454	204
249,5	453	203,5
249	453	204
251	454	203
251	454	203
	Media	204,1

b) Si pongono in quantità i due condensatori N. 1 e N. 2. La corrente di carica è presa tra gli estremi A e C. del reostato.

Posizione di riposo	Punto d'inversione	Deviazione
248	434	186
248	435	187
248	435	187
249	435	186
248,5	435	186,5

Si invertono i poli della pila.

249	61	188
250	62	188
251,8	64	187,8
253	64	189
254	66	188
	Media	187,33

La capacità dei due condensatori ad aria è quindi

$$C = \frac{187,33 \times 0,3363}{204,1 \times 19,29} = 0,016001 \text{ microf.}$$

Abbiamo poi ripetute le misure, sostituendo alle resistenze A B ed A C del reostato anzidetto, altre due molto più grandi, fornite da due cassette di resistenza Edelmann, con una delle quali si inserivano 530 unità e con l' altra 9690. Il rapporto fra le resistenze, ai cui estremi si prendevano le derivazioni per le correnti di carica, era quindi

$$\frac{9690 + 530}{530} = 19,28.$$

Riportiamo qui i risultati ottenuti con le dette resistenze nel circuito.

DEVIAZIONI AL GALVANOMETRO

col condensatore Latimer-Clark.

Posizione di riposo	Punta d'inversione	Deviazione
251	46	205
250	45	205
250	44	206

Si invertono i poli della pila.

251	455	204
251	454	203
251	455	204
	Media	204,5

col condensatore ad aria (n° 1 e 2 in quantità).

251	438	187
251,5	439	187,5
251	438	186

Si invertono i poli della pila.

251	63	188
251	63	188
251	64	187
	Media	187,25

dai quali valori si ha per la capacità del nostro condensatore:

$$C_2 = \frac{187{,}25 \times 0{,}3363}{204{,}5 \times 19{,}28} = 0{,}015972.$$

La concordanza tra i valori C_1 e C_2 è assai grande e la loro media ci dà per la capacità cercata:

$$C = 0{,}015987 \text{ microfarad.}$$

cioè 14388 unità elettrostatiche C. G. S.

16. — 2° *Misura assoluta della capacità.* — Per meglio assicurarci del valore della capacità del nostro condensatore ad aria — abbiamo voluto farne — come dicemmo — anche la taratura in misura assoluta col metodo del ponte, proposto da J. J. Thomson [1]).

La disposizione che noi abbiamo usata è esattamente quella già adottata e descritta dal Prof. Ròiti [2]).

Se indichiamo con a, b, g, d e p rispettivamente le resistenze dei tre lati del ponte, del galvanometro e della pila e con n il numero di oscillazioni per secondo del diapason, il valore C della capacità sarà dato da

$$C = \frac{a\,[a+d+g)\,(a+b+p) - a^2]}{n\,[(a+b+p)\,(a+d) - a(a+b)]\,[(a+d+g)\,(a+b) - a(a+d)]}\,.$$

Come interruttore ci siamo serviti di un diapason elettromagnetico eccitato da un altro diapason all'unisono. Questi

1) Phil. Trans. of the R. Soc., part. 3, p. 707, 1883.
2) N. Cim., (3), 21. p. 187, 1887.

diapason favoritici dal chiar.^{mo} Prof. Ròiti son costruiti in modo del tutto simile a quelli descritti nella Nota sopra citata. Il numero n di oscillazioni complete era di circa 126 per secondo.

L'andamento regolarissimo dei diapason rendeva facile la esecuzione di queste misure. Tuttavia per giudicare del grado di esattezza raggiunto nella determinazione dal valore assoluto di C, occorre indicare con quale precisione potevamo misurare i vari elementi della formula sopra riportata.

1. ***Determinazione del tempo.*** — La durata delle vibrazioni del diapason si determinava col metodo Duhamel, appena cessata un' esperienza di misura della capacità, registrando contemporaneamente su d'uno stesso cilindro girante le vibrazioni del diapason stesso, per mezzo di una molletta di ottone portata da uno dei rebbi, e le oscillazioni del pendolo di un cronometro di Graham, mediante un avvisatore elettrico di Verdin.

Questo pendolo fu regolato esattamente col tempo medio mediante un cronometro della R. Marina, gentilmente favoritoci dal Comando della R. Accademia navale di Livorno.

L'esame delle grafiche ottenute ci dava il valore di n con esattezza di 0,2 per mille, poichè per ogni grafica si contavano le vibrazioni compiute in 10 o in 12 secondi, e non si poteva sbagliare di più di 2 o 3 decimi di vibrazione. In tutte le misure da noi fatte si è constatato che rimanendo le stesse le condizioni del diapason, esso manteneva la sua nota assolutamente costante.

2. ***Determinazione della resistenza*** d. — Questa misura è stata fatta per mezzo del ponte Elliott N. 1381, che non era mai stato adoperato — da quando fu acquistato — con f. e. m. superiore a 2 volta. Anche nelle misure attuali, la corrente era fornita da un solo accumulatore Tudor assai stanco. Tal ponte è graduato in unità B . A a 16° C., e, secondo le indicazioni fornite dalla Casa Elliott, il coefficiente di temperatura del filo di platino-argento da cui son formate le spire è 0,0003.

Poichè si è usato il ponte senza reocordo, le resistenze necessarie a raggiungere l'equilibrio al galvanometro si deduce-

vano da quelle che si dovevano introdurre nel ramo *d* perchè la deviazione cambiasse di segno.

Abbiamo ottenuto i dati relativi a queste misure da esperienze numerose eseguite in giorni diversi, sia tenendo ambedue le armature del condensatore isolate, sia ponendone una al suolo.

In tutte quante abbiamo fatto uso di un galvanometro Du Bois e Rubens coi rocchetti in serie, della resistenza complessiva di 87 B . A, ai quali abbiamo aggiunto una resistenza di 3000 Ohm B . A.

In alcune misure abbiamo anche adoperato un altro ponte, pure di Elliott, che è stato accuratamente tarato mediante quello sopra indicato.

Per risparmio di spazio riportiamo qui una sola delle tabelle relative alla determinazione pel valore di *d*.

I due condensatori in quantità con una delle armature a terra.

GALVANOMETRO DU BOIS E RUBENS:

Vibrazioni del diapason $n = 126,56$.

Temperatura	*g*	*a*	*b*	*d*	Deviaz. del galvanometro da		a
23°,9	3087	10	10000	500	248	—	262
	»	»	»	520	248	—	231
	»	»	»	510	248	—	247
	»	»	»	509	248	—	248
	»	»	»	508	248	—	249,5

Valore corrispond. all'equilibrio 509

Temperatura	*g*	*a*	*b*	*d*	Deviaz. del galvanometro da		a
23°,9	3087	10	10000	505	248	—	255
	»	»	»	510	249	—	246
	»	»	»	508	249	—	251
	»	»	»	509	249	—	248

Valore corrispond. all'equilibrio 508,7

Si invertono i poli della pila.

Temperatura	g	a	b	d	Deviaz. del galvanometro da	a
24°	3087	10	10000	510	249,5 —	251,5
	»	»	»	508	249,5 —	248
	»	»	»	509	249,5 —	250

Valore corrispond. all'equilibrio 508,8

Temperatura	g	a	b	d	Deviaz. del galvanometro da	a
24°	3087	10	10000	508	250 —	248,5
	»	»	»	510	250 —	252
	»	»	»	509	250 —	250,3

Valore corrispond. all'equilibrio 508,8

Si vede da questa tabella che il valore di d si poteva determinare con tutta sicurezza a meno del 2 per mille per ciascuna determinazione.

Riportiamo nel quadro seguente i risultati definitivi ottenuti, per i diversi condensatori, da tutte le misure che abbiamo eseguite.

Temperatura	n	a	b	d	g	Valore corrisp. di C
I condensatori I e II in quantità						
24°	126,56	10	1000	509	3087	
	126,56			508,7		
				508,8		
				508,8		
Medie	126,56	10	1000	508,82	3087	C = 0,015516
	Valore corretto per la temperatura					C_1 = 0,015479
24°,4	126,56	100	10000	5049,4	3087	
				5047		
				5052		
				5055		
Medie	126,56	100	10000	5050,8	3087	C = 0,015583
	Valore corretto per la temperatura					C_1 = 0,015544

Temperatura	n	a	b	d	g	Valore corrisp. di C
24°,4	126,55 126,56	100,1	9999	5049,7 5049,6 5049 5048 5048,5	3087	
Medie	126,56	100,1	9999	5049	3087	C = 0,015606

Valore corretto per la temperatura C_1 = 0,015567

24°,9	126,56	9,984	9999	506,2	3087	C = 0,015581

Valore corretto per la temperatura C_1 = 0,015539

Valore medio di C_1 *(corr. per la temper.).* C_1 = **0,015532**

CONDENSATORE N. I.

Temperatura	n	a	b	d	g	Valore corrisp. di C
24°,6	126,56 126,56	100,1	9999	10006 10008 10006	3087	
Medie	126,56	100,1	9999	10007	3087	C = 0,0078854

Valore corretto per la temperatura C_1 = 0,0078657

24°,9	126,56	9,984	9999	999,5	3087	C = 0,0078875

Valore corretto per la temperatura C_1 = 0,0078663

Valore medio di C_1 *(corr. per la temper.).* C_1 = **0,007866**

CONDENSATORE N. II.

Temperatura	n	a	b	d	g	Valore corrisp. di C
24°,5	126,56 126,56	100,1 100,1	9999 9999	10121 10121	3087 3087	
Medie	126,56	100,1	9999	10121	3087	C = 0,0077976

Valore corretto per la temperatura C_1 = 0,0077782

24°,9	126,56	9,984	9999	1011,5	3087	C = 0,0077946

Valore corretto per la temperatura C_1 = 0,0077736

Valore medio di C_1 *(corr. per la temper.).* C_1 = **0,0077759**

I valori delle resistenze scritti nelle presenti tabelle sono espressi, come dicemmo, in unità B.A.; perciò i valori medi di C_1 vanno corretti dividendoli per $\frac{104,83}{106,3} = 0,98617$, che è il rapporto che passa fra le unità del nostro ponte e l'Ohm internazionale.

Cosicchè avremo per

Condensatori I e II in quantità	0,015750	microf.
Condensatore N. I	0,0079763	»
» N. II.	0,0078849	»

17. — Riassumendo possiamo scrivere nel seguente quadro i valori delle capacità ottenuti coi diversi metodi.

A) *I due condensatori in quantità.*

		Unità elettrostat. [C. G. S].	Microfarad.
Capacità	dedotta dal confronto col campione Latimer-Clark . .	14388	0,015987
	dedotta dalle nostre misure col ponte	14175	0,01575

B) *Il solo condensatore N. 1.*

Capacità .	dedotta dalle misure col ponte	7178	0,007976

C) *Il solo condensatore N. 2.*

Capacità .	dedotta dalle misure col ponte	7096	0,007885

La somma delle capacità dei condensatori N. 1 e N. 2 concorda quindi abbastanza con quella dei due condensatori riuniti in quantità, tantopiù se si considera che la misura delle capacità di ciascun condensatore singolo presenta minore sicurezza, in causa del loro piccolo valore; e che la prossimità fra i due condensatori esercita una debole influenza sulla capacità di ciascuno di essi.

L'esiguità della differenza fra il valore assoluto da noi trovato col metodo del ponte e quello dedotto per confronto col campione Latimer-Clark si può ritenere come riprova dell'esattezza delle nostre misure. Tale differenza deriva proba-

bilmente da che il campione può avere subìto una leggera variazione nei 15 anni trascorsi da quando il Prof. Ròiti eseguì le sue esperienze, e dal fatto che, nelle esperienze di confronto, la carica durava 1", mentre in quelle eseguite col ponte durava solo $^1/_{500}$ circa di sec. In queste ultime ci si avvicinava quindi maggiormente alle condizioni in cui il condensatore funzionava durante la misura del periodo di oscillazione.

Riteniamo quindi che il valore da adottarsi nei nostri calcoli sia quello dedotto dalle nostre misure assolute, e cioè:

	U. E. [C. G. S.]	Microfaraday
Pel condensatore N. 1	7178	0,007976
» N. 2	7096	0,007885
Per due condensatori in quantità	14175	0,01575
» in serie .	3568	0,003965

18. — A questi valori della capacità del condensatore debbono aggiungersi quelli della capacità delle altre porzioni del circuito; ma, entro i limiti della precisione delle nostre misure, il più delle volte si può senz'altro trascurare questa aggiunta. Infatti, il caso in cui nelle nostre esperienze questa capacità supplementare aveva il massimo valore, era quello nel quale il circuito di scarica era costituito da un filo lungo cm. 1594 del diametro di cm. 0,08 e disteso in forma di quadrato, a 85 cm. di distanza dalle pareti della stanza in cui si facevano le misure.

La capacità di questo filo calcolata in misura elettrostatica colla formula

$$C = \frac{l}{2 \lg \frac{2d}{r}}$$

(dove r è il raggio del filo, l la sua lunghezza e d la distanza dalle pareti) riesce uguale a cm. 97. In questo caso abbiamo tenuto conto di siffatta correzione, negli altri casi essa è riuscita addirittura trascurabile, di fronte alla capacità del condensatore che in nessuna disposizione scendeva al di sotto di cm. 3568.

D) Resistenza del circuito metallico e della scintilla.

α) *Principio del metodo.*

19. — In queste prime ricerche il valore della resistenza dei circuiti da noi usati era trascurabile per il calcolo del periodo d'oscillazione colla formula di Thomson. Ma invece la cognizione del valore esatto della resistenza offerta dalle parti metalliche alle scariche oscillatorie ci era indispensabile come elemento di confronto, per poterne dedurre la resistenza effettiva della scintilla.

Tale confronto è stato da noi fatto misurando la quantità di calore, che una stessa scarica svolgeva, sia nelle singole parti metalliche, sia nella scintilla; e a tal uopo ci siamo serviti di speciali calorimetri.

β) *Calorimetri.*

20. — *Calorimetri a circuito metallico.* — Quelli che adoperammo per la misura dell' energia che veniva svolta nelle parti metalliche del circuito avevano la forma indicata nella fig. 7.

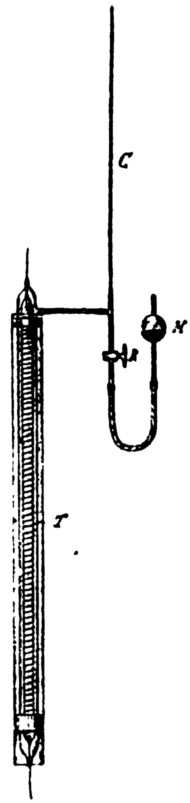


Fig. 7.

Il filo rettilineo o la spirale attraverso ai quali si scaricava il condensatore terminavano in due corti fili di platino saldati a fuoco alle due estremità di un tubo di vetro.

A questo tubo era unito, in posizione verticale, il cannello capillare calibro C, opportunamente diviso e saldato nella parte inferiore ad un tubo più largo, a cui era unito il robinetto R: a quest'ultimo, per mezzo di un tubo di gomma, era congiunto il piccolo serbatoio di mercurio M. Tutto il tubo T, l'interno del tubo su cui era avvolta la spirale e parte dal cannello capillare C erano riempiti di toluolo.

Il mercurio arrivava almeno un cm. al di sopra del robinetto R: ciò che permetteva di regolare l'altezza del toluolo nel cannello capillare C, e d'impedire che questo sfuggisse dal robinetto R. Attorno al calorimetro così formato fu posto un manicotto di vetro, per rendere regolare lo scambio di calore con l'ambiente. Per poterle fissare entro i calorimetri, le spirali erano avvolte su tubi di vetro a pareti sottili.

Riportiamo qui i dati relativi ai cinque calorimetri cui ci servimmo nelle nostre esperienze.

Calorimetro a spirale N. 1.

Diametro del filo	cm.	0,078
Diametro esterno delle spire .	»	1,521
Numero delle spire	»	220,25
Lunghezza della spirale . . .	»	36,8

Calorimetro a spirale N. 2.

Diametro del filo	cm.	0,078
Diametro esterno della spirale	»	1,78
Numero delle spire	»	423
Lunghezza della spirale . . .	»	69

Calorimetro a spirale N. 3.

Diametro del filo	cm.	0,078
Diametro esterno della spirale	»	1,64
Numero delle spire	»	102
Lunghezza della spirale . . .	»	15,6

Calorimetro a filo rettilineo N. 4.

Diametro del filo	cm.	0,078
Lunghezza del filo	»	100

Calorimetro a filo rettilineo N. 5.

Diametro del filo	cm.	0,078
Lunghezza del filo	»	147

21. — *Calorimetro a scintilla.* — Esso era costituito (figura 8) da due recipienti ovoidi R, R_1, uno interno all'altro, nel cui interspazio era posto del toluolo che occupava anche il tubo capillare T. Quest'ultimo era per altra parte congiunto, mediante un cannello munito di rubinetto e un tubo di gomma, a un serbatoio P contenente mercurio. Alzando o abbassando P

si poteva variare l'altezza del mercurio nel cannello, e perciò quella del toluolo nel tubo T.

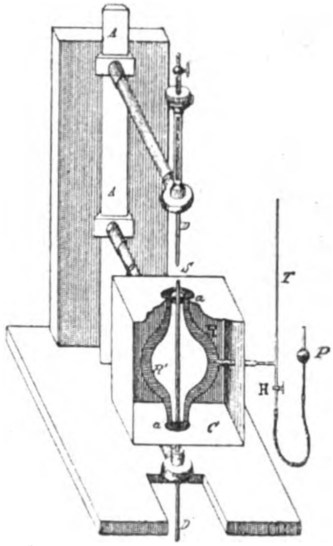


Fig 8.

Attorno al recipiente esterno R era avvolto un sufficiente strato di panno di lana; e il tutto, collocato entro una cassetta di legno C, poteva scorrere mediante il braccio N O su cui era fissato, lungo l'asta di ottone A, e poteva quindi portarsi ad altezze diverse.

Abbiamo dovuto ricorrere alla disposizione sopra descritta, per poter fare scoccare liberamente nell'aria la scintilla, quando dovevamo eseguirne la fotografia.

Allorchè l'intervallo dello spinterometro in cui succedeva la scintilla S si voleva escludere, la cassetta si fissava all'altezza disegnata nella fig. 8. Per introdurre poi la scintilla nel calorimetro bastava portare in alto il braccio N O.

Si otteneva una buona chiusura delle due aperture *a a'* del recipiente calorimetrico R, rivestendo con tubi di gomma le asticelle di ottone D, D' dello spinterometro nel tratto vicino all'interruzione dove la scintilla scoccava. Siffatto modo di chiusura permetteva di collocare a posto con tutta facilità e prontezza il calorimetro al momento voluto, quando, cioè, si voleva eseguire la misura del calore che si svolgeva nella scintilla.

Questa forma di calorimetro ci è sembrata più adatta di quelle adoperate precedentemente da altri; perchè abbiamo così evitato gli inconvenienti dovuti agli effetti esplosivi ed elettrostatici della scintilla. Inoltre abbiamo evitato le difficoltà, che si incontravano nei calorimetri ad aria, per l'esatto apprezzamento della parte che ha la dilatazione del gas nello spostamento della colonna liquida in un tubo capillare. Se il tubo non è perfettamente calibro, tale spostamento è notevolmente influenzato dalle azioni capillari.

γ) Campionamento dei calorimetri.

22. — Per poter ottenere in misura assoluta dagli spostamenti del menisco nel tubo capillare dei calorimetri l'energia che era stata svolta nei medesimi, ne abbiamo fatto la taratura nel modo seguente:

a) Pei calorimetri a spirale metallica si faceva passare, per un tempo noto, una corrente continua d'intensità conosciuta.

Da questo valore dell'intensità della corrente e dal valore della resistenza che la spirale presentava per correnti continue (resistenza che si misurava con un ponte Elliott), si calcolava l'energia spesa nella spirale, e quindi si otteneva la corrispondenza fra questa energia e lo spostamento della colonna di toluolo nel calorimetro;

b) Pel calorimetro a scintilla si procedeva allo stesso modo, dopo aver però collegato i due estremi dello spinterometro con una spiralina di costantana, della quale si conosceva la resistenza.

Le letture dei calorimetri — fatte a distanza con un cannocchiale — si effettuavano in ambedue i casi, determinando di minuto in minuto gli spostamenti che la sommità della colonna di toluolo presentava cinque minuti prima di cominciare l'esperienza, durante l'esperienza, e cinque minuti dopo.

Tanto il passaggio della corrente continua nelle esperienze di campionamento, quanto quello delle scariche nelle esperienze di misura definitive, non durava più di 40 secondi.

Le letture si facevano sempre di notte, perchè le variazioni di temperatura nella stanza fossero le minori possibili.

Nelle tabelle che seguono riporteremo una delle serie di misure fatte pel campionamento dei nostri calorimetri, per

mostrare quale è il grado di precisione a cui siamo giunti. In queste tabelle il valore σ segnato nella 6ª colonna, pei calorimetri a spirale è stato calcolato con la formola $\sigma = S - \frac{s + s'}{2}$, dove con S è indicato lo spostamento subìto dal menisco del toluolo nel minuto comprendente i 30ˢ durante i quali passava la corrente, e con s e s' sono indicati gli spostamenti nel minuto precedente e nel minuto seguente a quello in cui passava la corrente.

Poichè, cessata la corrente, il menisco riprendeva subito il suo andamento regolare e quasi del tutto uguale a quello che presentava prima che passasse la corrente, si può ritenere che il valore così corretto, dia con approssimazione sufficiente, lo spostamento effettivo dovuto al riscaldamento provocato dalla corrente nella spirale.

Pel calorimetro a scintilla invece, l'andamento del menisco, successivamente al passaggio della corrente, non ritornava subito identico a quello che si aveva avanti in causa sia del riscaldamento delle sferette dello spinterometro, sia del riscaldamento dell'aria e delle pareti di vetro dell' involucro interno. Quindi, per questo calorimetro, il calcolo dei valori segnati nella 6ª colonna si è fatto mediante la formula

$$\sigma = n_s + n_{s+1} + \dots n_{s+r} - \frac{n_{s-1} + n_{s+r+1}}{2} r;$$

dove n_s è lo spostamento osservato nel minuto s^{esimo}, in cui passava corrente, n_{s-1}, n_{s-2}, n_{s-3}..... sono gli spostamenti osservati nei minuti precedenti, ed n_{s+1}, n_{s+2}... n_{s+r} gli spostamenti osservati negli r minuti seguenti, fino a che l' andamento del menisco non fosse tornato prossimamente quello che si aveva avanti il passaggio delle scariche.

Ordinariamente però bastavano soltanto due o tre minuti perchè si avesse il ritorno all'andamento primitivo.

Quando si avevano in circuito i calorimetri a spirale soltanto, si facevano le letture di minuto in minuto, e la corrente passava per 30ˢ ogni tre minuti. Quando era in circuito anche il calorimetro a scintilla la corrente passava ogni 5 o 6 minuti soltanto e le letture si facevano di minuto in minuto.

Calorimetro N. 1.

R = 0,401 Ohm a 12°.

L'andamento del menisco ritorna regolare 1m dopo il passaggio della corrente.

Tempi	Indicazioni relative al passaggio della corrente	Intensità della corrente in Ampères	Posizione del menisco	Spostamento	Spostamenti corretti σ
0			120,7		
1			119,4	—1,3	
2			118	—1,4	
3	passa la corr. per 30s	0,514	128	10	$10+\frac{1,4+1,4}{2}=11,40$
4			126,6	—1,4	
5			124,9	—1,7	
6	» » »	0,514	134,4	9,5	$9,5+\frac{1,7+2,4}{2}=11,55$
7			132	—2,4	
8			129,8	—2,2	
9	» » »	0,513	138,5	8,7	$8,7+\frac{2,2+2,6}{2}=11,10$
10			135,9	—2,6	
11			133	—2,9	
12	» » »	0,517	141,5	8,5	$8,5+\frac{2,9+3,1}{2}=11,50$
13			138,4	—3,1	
14			135,4	—3	
15	» » »	0,512	142,8	7,4	$7,4+\frac{3+2,5}{2}=10,15$
16			140,3	—2,5	
17			137,5	—2,8	
18	» » »	0,514	146	8,5	$8,5+\frac{2,8+3}{2}=11,40$
19			143	—3	
20			140,2	—2,8	
21	» » »	0,514	149	8,8	$8,8+\frac{2,8+2,7}{2}=11,55$
22			146,3	—2,7	
23			143,6	—2,7	
24	» » »	0,514	152,8	9,2	$9,2+\frac{2,7+2,8}{2}=11,95$
25			150	—2,8	
26			147	—3	
27	» » »	0,514	155,2	8,2	$8,2+\frac{3+3}{2}=11,20$
28			152,2	—3	
29			149,2	—3	
30	» » »	0,514	157,4	8,2	$8,2+\frac{3+2,9}{2}=11,15$
31	Media	0,514	154,5	—2,9	Media 11,30

Calorimetro a scintille.

In esso è introdotta la spiralina di costantana, la cui resistenza è di 0,378 Ohm a 16°.

L'andamento del calorimetro ritorna regolare 2m dopo il passaggio della corrente.

Tempi	Indicazioni relative al passaggio della corrente	Intens. della corr. in Ampères	Posizione del menisco	Spostamento	Spostamenti corretti σ
0			51,4		
1			54,5	3,1	
2			58	3,5	
3			61,5	3,5	
4	passa la corr. per 30s	0,529	65,2	3,7	$15{,}8+8+3{,}2-\frac{3{,}7+2{,}9}{2}\times 3=17{,}1$
5			81	15,8	
6			89	8	
7			92,2	3,2	
8			95,1	2,9	
9	» » »	0,529	98	2,9	$16+6{,}9+2{,}2-\frac{2{,}9+2}{2}\times 3=17{,}75$
10			114	16	
11			120,9	6,9	
12			123,1	2,2	
13			125,1	2	
14	» » »	0,529	127,3	2,2	$16{,}2+5{,}5+2{,}3-\frac{2{,}2+2{,}2}{2}\times 3=17{,}40$
15			143,5	16,2	
16			149	5,5	
17			151,3	2,3	
18			153,5	2,2	
19	» » »	0,525	155,3	1,8	$14{,}7+6{,}7+1{,}9-\frac{1{,}8+1{,}3}{2}\times 3=17{,}65$
20			170	14,7	
21			176,7	6,7	
22			178,6	1,9	
23			179,9	1,3	
24	» » »	0,525	181,4	1,5	$13{,}6+6{,}4+1{,}3-\frac{1{,}5+1{,}3}{2}\times 3=17{,}1$
25			195	13,6	Media 17,4
26			201,4	6,4	
27			202,7	1,3	
28			204	1,3	
29			205	1	
	Media	0,527			

Dai risultati riportati nelle tabelle precedenti si deduceva facilmente la quantità di calore

$$q = \frac{i^2 . r . t}{4,2}$$

che si svolgeva durante il tempo t.

Questa quantità, divisa pel numero N delle divisioni corrispondenti allo spostamento medio corretto, σ, cioè per la media dei valori contenuti nella 6ª colonna delle precedenti tabelle, dava la costante del calorimetro. Per avere la costante definitiva si faceva la media delle medie di tre serie simili a quelle riportate nelle precedenti tabelle.

23. — In tal modo, dalle misure sopra riportate, abbiamo ricavato per il calorimetro a spirale metallica N. 1.

$$C_1 = \frac{0,514^2 \times 0,401 \times 30}{4,2 \times 11,30} = 0,0670 ;$$

per il calorimetro ad aria

$$C_s = \frac{0,527^2 \times 0,378 \times 30}{4,2 \times 17,4} = 0,0431 .$$

Per ogni calorimetro, come si è detto, sono state fatte almeno tre determinazioni simili a quelle riportate nelle precedenti tabelle, ad intervalli di tempo abbastanza distanti tra loro. Per le costanti del calorimetro N. 1 abbiamo avuto i valori:

0,0670 0,0670 0,0664

la cui media è

$$C_1 = 0,0668 \text{ in piccole calorie.}$$

Per il calorimetro a scintilla i valori ottenuti furono:

0,0431 0,0426 0,0429

la cui media è

$$C_s = 0,0429.$$

Per gli altri 3 calorimetri si ricavarono i valori medii finali:

per il calorimetro N. 2.

$$C_2 = 0{,}0876\,;$$

per il calorimetro N. 3

$$C_3 = 0{,}0871\,;$$

per il calorimetro N. 4

$$C_4 = 0{,}0399.$$

δ) *Resistenza delle parti metalliche e sua dipendenza dalla natura della scarica.*

24. — Abbiamo già accennato all'importanza che aveva per le nostre ricerche la cognizione esatta della resistenza delle parti metalliche del circuito di scarica.

Pel caso dei comuni fili di rame distesi in linea retta, la resistenza R' che un conduttore di lunghezza l oppone ad una corrente oscillante secondo Lord Rayleigh [1]) è data da

$$R' = R\left(1 + \frac{1}{12}\frac{p^2 l^2 \mu^2}{R^2} - \frac{1}{180}\frac{p^4 l^4 \mu^4}{R^4} + \ldots\right) \tag{1}$$

essendo R la resistenza del filo stesso per correnti continue, μ la sua permeabilità magnetica, e $p = 2\pi n$, dove n è la frequenza della corrente.

Per valori grandissimi della frequenza la teoria del Rayleigh mostra che tal resistenza R' ha per limite il valore

$$R' = \sqrt{\frac{p\,l\,\mu\,R}{2}}\,, \tag{2}$$

ovvero

$$R' = \pi\,a\,R\sqrt{\frac{n\,\mu}{\sigma}}\,,$$

se a è il diametro e σ la resistenza specifica del conduttore.

1) Phil. Mag., (5). 21, p. 381, 1886.

Questa formula è uguale a quella che, per n grandissimo, si deduce dalla teoria esposta da Stefan [1]) delle oscillazioni elettriche nei conduttori rettilinei.

Ma per un circuito avvolto a forma di spirale non possiamo dire a priori che siano valide le stesse formule che dànno la resistenza vera pei fili rettilinei; e mancando uno studio teorico della questione, abbiamo dovuto eseguire delle ricerche sperimentali per confrontare la resistenza offerta da una spirale con quella, che alla medesima scarica opponeva un filo disteso in lina retta.

Noi abbiamo determinato lo sviluppo di calore in due tratti successivi di uno stesso circuito formato da due fili dello stesso diametro e della stessa sostanza — uno disteso in linea retta, l'altro avvolto a spirale — da prima quando essi son percorsi da una corrente continua, poi quando son percorsi da una scarica oscillante. A tal uopo ci siamo serviti dei calorimetri N. 1, 2, 3, 4, 5 descritti al § 20.

Indichiamo con n e n' rispettivamente gli spostamenti del menisco nel tubo capillare del calorimetro a spirale ed in quello del calorimetro a filo rettilineo, quando si faccia passare in ambedue una stessa corrente continua; con n_T ed n'_T gli spostamenti prodotti nei medesimi calorimetri per il passaggio di un certo numero di scariche.

Corrispondentemente indichiamo con Q, Q', Q_T, Q'_T le quantità di calore nei quattro casi sopradetti.

Dalle relazioni

$$\frac{Q}{Q_T} = \frac{n}{n_T} \qquad \frac{Q'}{Q'_T} = \frac{n'}{n'_T}$$

si ha in primo luogo

$$\frac{n_T}{n'_T} : \frac{n}{n'} = \frac{Q_T}{Q'_T} : \frac{Q}{Q'} .$$

D' altra parte indicando con l, l' le lunghezze del filo a spirale e del filo rettilineo; con R ed R' le loro resistenze, si ha per la corrente del periodo T

$$\frac{Q}{Q'} = \frac{l}{l'} \qquad \frac{Q_T}{Q'_T} = \frac{R}{R'} ;$$

1) Wied. Ann., 41, p. 400, 1890.

e quindi

$$\frac{n_T}{n'_T} : \frac{n}{n'} = \frac{R}{l} : \frac{R'}{l'} .$$

Ora $\frac{R}{l}$ e $\frac{R'}{l'}$ ci rappresentano le resistenze per unità di lunghezza di due fili uno avvolto a spirale e l'altro disteso rettilineamente, e quindi, indicandole per brevità con ρ e ρ', scriveremo

$$\frac{\rho}{\rho'} = \frac{n_T}{n'_T} : \frac{n}{n'} .$$

Si può anche dire che il quoziente

$$\frac{\rho}{\rho'}$$

dà il rapporto tra la resistenza di un filo avvolto a spirale e la resistenza dello stesso filo disteso in linea retta per scariche del periodo T.

25. — Prima di eseguire le esperienze per la determinazione di questo rapporto, abbiamo voluto verificare se il metodo calorimetrico da noi scelto era adatto a fornire indicazioni attendibili.

Può infatti nascere il sospetto che si abbiano in seno al toluolo fenomeni di viscosità dielettrica, i quali, svolgendo calore nel coibente, possano mascherare profondamente lo svolgimento di calore nella spirale per via dell' effetto Joule.

Ma due serie di esperienze fatte con calorimetri speciali ci hanno senz' altro autorizzati a rigettare tale sospetto.

La prima serie, fatta con due calorimetri nei quali la spirale ed il filo erano immersi nell' aria, diede risultati identici a quelli ottenuti coi calorimetri a toluolo.

La seconda serie è stata fatta con un calorimetro della solita forma, in cui al posto della spirale era stato immerso nel toluolo un condensatore formato da due armature cilindriche. Avendo collocato questo calorimetro in derivazione agli estremi di una di quelle spirali che erano attraversate dalla scarica, non abbiamo potuto apprezzarvi alcun svolgimento di calore sensibile.

In secondo luogo si potrebbe obbiettare che in generale, lo spostamento del menisco del toluolo, oltrechè dipendere dalla quantità di calore svolto nel filo, dipenda dalla velocità con cui detto calore viene ceduto all'ambiente. Poichè essendo maggiore la superficie di radiazione di un calorimetro contenente un filo rettilineo in confronto a quella di un calorimetro contenente lo stesso filo avvolto a spirale, si potrebbe pensare che per questa causa le scariche potessero produrre nel primo calorimetro degli effetti maggiori che nel secondo.

Abbiamo perciò eseguite nuove esperienze adoperando delle correnti continue, che si mandavano a lunghi intervalli nei calorimetri. La disposizione a tal uopo adottata consisteva nel far chiudere il circuito degli accumulatori da un pendolo portante una punta, che penetrava entro un pozzetto di mercurio posto al di sotto del pendolo, nella posizione corrispondente a quella di riposo. Il pendolo era lungo m. 2,50 e compieva un'oscillazione di m. 1,80 in 1,6 sec. La lunghezza del pozzetto di mercurio era di 1 cm., talchè la durata del passaggio della corrente era circa $\frac{1}{285}$ dell'intervallo che separava due passaggi consecutivi. Anche con queste correnti così distanziate, abbiamo trovato, fra le quantità di calore svolte nei due tratti del circuito, lo stesso rapporto ottenuto nel caso del passaggio continuo della corrente.

Si può concludere adunque che le indicazioni dei nostri calorimetri saranno effettivamente dovute al calore svolto nel filo metallico.

Riteniamo inutile trascrivere qui le tabelle contenenti i risultati delle misure fatte per ottenere il valore del rapporto $\frac{\rho}{\rho}$, perchè sono in tutto analoghe a quelle del § 22; riportiamo perciò i valori finali da esse ottenuti, che sono le medie di 3 serie tutte fra loro concordanti.

Media delle deviazioni osservate

con la corrente continua al calorimetro N.		con le scariche oscillatorie al calorimetro N.	
2 (spirale)	5 (filo rettilineo	2 (spirale)	5 (filo rettilineo
32,1	10,23	24,28	4,32

Rapporto $= \rho' = 3,14$ Rapporto $= \rho = 5,62$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{1,79} \text{ per } T = 6,7 \times 10^{-6}.$$

1 (spirale)	5 (filo rettilineo)	1 (spirale)	5 (filo rettilineo)
16,88	8,99	17,89	4,87

$\rho' = 1,878$ $\rho = 3,67$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{1,96} \text{ per } T = 4,3 \times 10^{-6}.$$

»	»	2,16	5,11

$\rho' = 1,878$ $\rho = 4,03$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{2,15} \text{ per } T = 3 \times 10^{-6}.$$

»	»	20,60	5,05

$\rho' = 1,878$ $\rho = 4,08$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{2,17} \text{ per } T = 2,2 \times 10^{-6}.$$

3 (spirale)	4 (filo rettilineo)	3 (spirale)	4 (filo rettilineo)
4,66	3,01	9,39	3,30

$\rho' = 1,55$ $\rho = 2,85$

$$\frac{\rho}{\rho'} = \mathbf{1,84} \text{ per } T = 1,7 \times 10^{-6}.$$

NB. I calorimetri sono posti in serie.

Dall' esame del precedente quadro risulta che la ***resistenza effettiva*** di una spirale (rapporto fra l' energia calorifica assorbita dalla medesima ed il quadrato medio dell' intensità della corrente) è maggiore della resistenza effettiva che offrirebbe lo stesso filo di cui essa è costituita se fosse disteso in linea retta.

26. — Per riconoscere l' influenza che la vicinanza delle spire può avere su questo aumento di resistenza abbiamo eseguito delle esperienze con altre quattro spirali *a, b, c, d,* ed abbiamo, col metodo precedentemente indicato, determinato il rapporto $\frac{\rho}{\rho'}$. I fili di rame, col quale erano state costruite le spirali *a, b, c* avevano uguale lunghezza e spessore, mentre che la spirale *d* conteneva una lunghezza maggiore di filo.

Nello stesso tempo abbiamo studiato l' influenza che poteva avere la frequenza della corrente introducendo capacità più o meno grandi nel circuito di scarica.

I resultati sono riassunti dalla seguente tabella, ove sono stati ordinati per valori crescenti della frequenza e del numero di spire contenute nell' unità di lunghezza della spirale.

Spirale	N. delle spire per cm.	Valori di $\frac{\rho}{\rho'}$				
		Corrente continua	30 grosse giare di vetro ed i condens. ad aria in quantità	Condensatori ad aria in quantità	2 condens. ad aria in serie	Un piccolissimo condensatore
Spirale *a*	2,42	1	1,02	1,14	1,18	1,30
» *b*	3,82	1	1,17	1,31	1,34	1,70
» *c*	6,22	1	1,48	1,66	1,68	1,89
» *d*	7,52	1	1,56	1,72	2,03	2,37

Si vede da questi resultati che per ciascuna spirale la resistenza va sempre crescendo colla frequenza e cresce pure col diminuire della distanza delle spire.

Questo fenomeno fa pensare che mentre in un conduttore rettilineo la corrente non passa che per un sottile strato superficiale, quando lo stesso conduttore viene avvolto a spirale, la corrente viene localizzata in uno spazio ancora più ristretto; e ciò è prevedibile se si considerano gli effetti di induzione mutua tra le varie parti del circuito.

Una tale localizzazione deve influire sul valore del coefficiente di autoinduzione del circuito; ma si può capire facilmente — e le esperienze che abbiamo fatto a tale scopo ce lo hanno confermato — che una tale influenza è insignificante di fronte a quelle notate per la resistenza.

27. — Da tutto quanto si è trovato sopra risulta adunque che il valore vero della resistenza delle nostre spirali, per un dato periodo, si otterrà moltiplicando il valore della resistenza R_T, che a quello stesso periodo presenta il filo disteso in linea retta, per il rapporto $\frac{\rho}{\rho}$ determinato da noi sperimentalmente nel modo sopra detto.

Avremo quindi per le nostre esperienze i seguenti valori di R'_T in Ohm:

Pel calorimetro N. 2

$$R'_{T=6,7.10^{-6}} = 0,983 \times 1,79 = 1,76\,;$$

Pel calorimetro N. 1

$$R'_{T=4,8\times 10^{-6}} = 0,539 \times 1,96 = 1,06$$

$$R'_{T=3,10^{-6}} = 0,643 \times 2,15 = 1,38$$

$$R'_{T=2,2.10^{-6}} = 0,761 \times 2,17 = 1,65$$

Pel calorimetro N. 3

$$R'_{T=1,7.10^{-6}} = 0,440 \times 1,84 = 0,827.$$

E) Autoinduzione.

28. — Anche per l'autoinduzione la trattazione teorica relativa alle correnti alternanti è stata fatta solamente per alcune forme speciali di circuiti piani, e mancano affatto i calcoli relativi a circuiti avvolti a spirale, pei quali non possono applicarsi nè il metodo del Maxwell della media distanza geometrica [1]), nè i procedimenti del Rayleigh [2]), nè quelli derivanti dalla teoria delle scariche oscillatorie come è stata esposta dallo Stefan [3]).

Volendo quindi poter valutare con la necessaria precisione anche questo elemento, nelle esperienze relative alla misura del periodo abbiamo fatto uso dei circuiti seguenti, pei quali si conosce il valore teorico dell' autoinduzione.

a) Quadrato di filo di rame: raggio della sezione del filo cm. 0,04 ; lunghezza del lato $l = 398,6$ cm.;

b) Cerchi di filo di rame;

cerchio N. 1: raggio della sezione del filo cm. 0,226; diametro del cerchio cm. 201 ;

cerchio N. 2: raggio della sezione del filo cm. 0,226 ; diametro del cerchio cm. 57,2.

I fili formanti tali circuiti son distesi sopra opportuni telai di legno, e l'isolamento necessario è ottenuto con cilindretti di ebanite.

Durante le esperienze, per tenere i lati del quadrato il più possibile lontani da masse conduttrici, il telaio di legno era inclinato di 50 gradi sull' orizzonte ed aveva uno dei lati all' altezza dello spinterometro. La distanza media fra i lati del quadrato, le pareti della stanza ed il soffitto era di m. 0,85.

Ora, secondo Lord Rayleigh [4]) l'autoinduzione L' di un

1) Cfr. Wien. Wied. Ann, 53, p. 928, 1894.
2) Phil. Mag., 21, p. 381, 1886.
3) Wied. Ann., 41, p. 400 e 421, 1890.
4) Phil. Mag., (5), 21, p. 381, 1886.

circuito piano, di lunghezza l e di resistenza ohmica R, per correnti di alta frequenza è data da

$$L' = l\left(A + \sqrt{\frac{R}{2pl}}\right)$$

dove, come è stato detto al § 24, $p = 2\pi n$ ed A è una costante. — La quale costante come risulta subito ponendo $p=0$ nella formola (20) della citata memoria, è legata all' autoinduzione L_0 per correnti continue dalla relazione:

$$L_0 = l\left(A + \frac{1}{2}\right).$$

Ne segue che la precedente formula si può mettere sotto la forma:

$$L' = L_0 - \frac{l}{2}\left(1 - \sqrt{\frac{R}{\pi n l}}\right). \tag{1}$$

Pei diversi circuiti sopra indicati, il valore di L_0 ci è dato per un quadrato [1]) il cui perimetro è l, da

$$L_0 = 2l\left(\lg_e \frac{l}{r} - 1{,}9103\right)$$

per un cerchio di raggio a, da

$$L_0 = 4\pi a\left(\lg_e \frac{8a}{r} - 1{,}75\right)$$

essendo r il raggio del filo [2]).

Il Wien [3]) ha riscontrati i valori di L_0 calcolati con queste formule concordanti a meno di 0,1 % con quelli che egli ottenne da accurate misure; possono quindi ritenersi meritevoli di ogni fiducia. Essi sostituiti nella (1) ci permettono di calcolare l' autoinduzione che i suddetti circuiti hanno per ciascun periodo delle scariche di cui abbiamo fotografato la scintilla.

1) Questa formula si deduce con semplici operazioni algebriche da quella che s trova in Mascart. Electr. et Magn., vol. 1, p. 630 della 2. ediz.

2) Mascart, l. c., p. 638.

3) Wied. Ann., 53, p. 928, 1894.

Si ottengono in tal modo i valori seguenti:

Pel quadrato di filo di rame

$$T = 0,00000425 \qquad 0,00000303$$
$$L' = 27390 \text{ cm.} \qquad 27329 \text{ cm.}$$

Pel cerchio N. 1

$$T = 0,00000235 \qquad 0,00000167 \qquad 0,00000120$$
$$L' = 7829 \text{ cm.} \qquad 7824 \text{ cm.} \qquad 7810 \text{ cm.}$$

Pel cerchio N. 2

$$T = 0.0000007$$
$$L' = 1768.$$

Oltre a questi circuiti piani, per la misura del periodo abbiamo fatto uso anche delle due seguenti spirali:

Spirale A. — Essa è avvolta su di un tubo di ebanite, accuratamente tornito, ed attraversato per tutta la sua lunghezza da una bacchetta di vetro che ne impedisce le deformazioni. Il filo è adagiato su di un' elica incisa al tornio sul tubo stesso. Il diametro del filo di rame di cui è costituita è di cm. 0,08, il raggio medio della sezione delle spire è di cm. 0,713. Il numero di spire per centimetro è 6,3025. Tutta intera la spirale conta 485 spire. La sua autoinduzione misurata col metodo di Nernst con correnti ad alta frequenza, come è detto al § seguente, è di cm. 57230.

Spirale B. — Il sostegno di questa spirale è un grosso cilindro di marmo, tornito con estrema cura nell' officina meccanica di questo Istituto. La sua superficie può praticamente ritenersi quella di un cilindro perfetto. Difatti le variazioni del diametro della sua sezione, che è di cm. 23,821 a 23° C., non arrivano mai a 0,1 mm. La lunghezza di questo cilindro è di cm. 98. La spirale occupa 85 cm., ha in tutto 283 spire. Lo spessore medio del filo di cui è costituita è di mm. 1,435. La spirale stessa è stata avvolta direttamente sul marmo, servendosi del passeggio del tornio. Per impedire che le spire si possano spostare il tutto è stato coperto con una grossa

verniciatura di gomma lacca. Il coefficiente di autoinduzione di questa spirale è di 4546000 cm.

29. — A tali valori debbonsi poi aggiungere quelli relativi alle porzioni di circuito, che servono a stabilire le comunicazioni fra il condensatore e lo spinterometro. Per poter rendere piccola la resistenza e calcolabile facilmente l' autoinduzione di tali porzioni, abbiamo fatto le comunicazioni con grossi tubi di ottone, del raggio esterno $\rho_1 =$ cm. 1 e interno $\rho_2 =$ cm. 0,88, e con lastre di rame larghe 5 cm. e dello spessore di $^2/_{10}$ di mm. Per tali tubi, l' autoinduzione è data da [1])

$$L = 2l \left\{ \lg_e \frac{2l}{\rho_1} + \frac{\rho^4_2}{(\rho^2_1 - \rho^2_2)^2} \lg_e \frac{\rho_1}{\rho_2} - \frac{1}{4} \frac{3\rho^2_2 - \rho^2_1}{\rho^2_1 - \rho^2_2} - 1 \right\},$$

e per i nastri da

$$L = 2l \left\{ \lg_e \frac{2l}{b} - \frac{\pi}{3} \frac{a}{b} + \frac{1}{2} \right\},$$

essendo l la lunghezza, a lo spessore e b la larghezza.

Quindi pei tre tubi da noi usati, lunghi cm. 90, cm. 80 e cm. 71 rispettivamente, si hanno i valori

$$L_1 = 762 \text{ cm.}$$
$$L_2 = 658 \text{ »}$$
$$L_3 = 567 \text{ »}$$

e per la lastra, lunga 20 cm.,

$$L_4 = 103 \text{ cm.}$$

30. — Nelle esperienze poi che ci hanno servito a determinare la resistenza della scintilla, e i cui risultati abbiamo utilizzati per confrontare l' energia disponibile nella scarica con quella che si manifesta nelle varie porzioni del circuito, abbiamo fatto uso, come già si è detto, di circuiti avvolti a spirale: ed anche in quelle esperienze noi abbiamo fotografato le scintille.

1) Wien. Wied. Ann., 53, p. 928, 1894.

Volendo paragonare i valori del periodo d' oscillazione ottenuti sperimentalmente per queste scintille con i corrispondenti valori teorici, bisognerebbe conoscere l' autoinduzione di quelle spirali, le cui dimensioni sono indicate al § 20.

In mancanza di formule teoriche pel calcolo esatto di tali autoinduzioni, non ci restava che farne il confronto con quella di circuiti teoricamente calcolabili.

Per siffatto confronto ci siamo serviti dell' eccitatore differenziale di Nernst [1]) che abbiamo leggermente modificato inquantochè per ottenere l' equilibrio nel medesimo noi mantenevamo costanti le due capacità di confronto e facevamo variare una delle due autoinduzioni. L' autoinduzione variabile era costituita da una spirale di filo di rame della quale si poteva impegnare nelle esperienze un numero qualunque di spire (raggio medio della spirale cm. 0,713, spessore del filo mm. 0,8, numero delle spire per unità di lunghezza 6,3025).

La disposizione che adottammo è indicata schematicamente nella fig. 9, dove L_1 è la spirale, L_2 è il circuito di confronto C_1 e C_2 sono i due condensatori di paragone ed R è il rivelatore.

Messi i punti C e D in comunicazione con gli elettrodi di uno spinterometro e coi poli di un rocchetto di Rumkorff, per

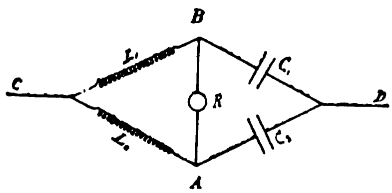


Fig. 9.

l' eccitatore differenziale si potevano far passare delle correnti, la cui frequenza era dello stesso ordine di grandezza di quelle delle scintille da noi fotografate.

Allora si esaminava se i punti di attacco A e B tra ciascuna autoinduzione e il rispettivo condensatore si trovavano o no allo stesso potenziale. A questo scopo abbiamo trovato convenientissimo il rivelatore, già consigliato dal Nernst, co-

1) Wied. Ann., 60, p. 600, 1897.

stituito da un tubo a vuoto senza elettrodi, sui cui estremi erano avvolte due striscie di stagnola che si mettevano rispettivamente in comunicazione con A e B.

Come è noto, la luminosità nel tubetto è minima quando sia soddisfatta la condizione

$$L_1 C_1 = L_2 C_2.$$

La precisione del metodo dipende dalla nettezza con cui si apprezza questo minimo, quando una qualunque delle quattro quantità L_1, L_2, C_1, C_2 subisce una piccola variazione. Tale nettezza è massima allorchè la rarefazione nel tubetto è quella che corrisponde al momento in cui cominciano i raggi catodici.

Si impegnavano successivamente diversi numeri di spire nella spirale fino a quando nel rivelatore si aveva il minimo di luminosità. L' autoinduzione L_2 della spirale si poteva ritenere proporzionale al numero n_0 delle spire adoperate: indicando con k il coefficiente di proporzionalità la precedente condizione di minimo veniva rappresentata da

$$L_1 C_1 = k n_0 C_2.$$

Ciò fatto, al filo di autoinduzione nota veniva sostituita la spirale della quale si doveva determinare l' autoinduzione x, e nuovamente si variava il numero delle spire, fino a quando per un conveniente numero n si riotteneva il minimo del rivelatore.

La condizione di minimo diveniva

$$x C_1 = k n C_2.$$

Queste due determinazioni davano l' autoinduzione cercata

$$x = \frac{n}{n_0} L_1$$

per correnti di alta frequenza. Le nostre condizioni sperimentali ci permettevano tale nettezza nell' apprezzamento del minimo, che i numeri n ed n_0, varianti in generale tra 70 e 350, riuscivano determinati a meno di 1 unità.

Al conseguimento di tale precisione noi siamo riusciti usando le seguenti precauzioni:

1° Usare due condensatori di confronto le cui capacità C_1 e C_2 differissero il meno possibile l'una dall'altra;

2° Coprire tutti gli apparecchi che servivano per la produzione delle correnti ad alta frequenza (rocchetto di Rumkorff, spinterometro, ecc.) con una custodia metallica, per evitare le azioni elettrostatiche tra i medesimi e i vari rami del ponte di Nernst;

3° Coprire ugualmente con custodia metallica i due condensatori di confronto;

4° Evitare che si abbiano conduttori in vicinanza dei fili, e specialmente delle spirali.

Con questo metodo per i coefficienti di autoinduzione dei nostri circuiti abbiamo trovati i seguenti valori.

Circuito	Autoinduzione
Spirale N. 1 . .	29470
» N. 2 . .	74140
» N. 3 . .	17460
Filo N. 4 . .	3669

In questi valori sono compresi anche i tubi e le striscie di rame che stabilivano le comunicazioni.

INTORNO AD ALCUNI NUOVI METODI PER DETERMINARE IL PESO MOLECOLARE DEI CORPI IN SOLUZIONE DILUITA,

di G. GUGLIELMO [1]).

(Sunto).

I metodi che servono all'igrometria per la determinazione della tensione del vapore acqueo e del rapporto fra essa tensione e quella di saturazione alla stessa temperatura, possono servire alla determinazione della tensione di un vapore emesso da una soluzione e del rapporto fra essa tensione e quella del vapore emesso dal solvente saturo, donde si può dedurre il peso molecolare del corpo disciolto.

Sarebbe utile uno studio comparativo di questi metodi. Per ora mi limito ad esporre il principio e le disposizioni più ovvie per metterli in pratica.

Metodo psicrometrico. — Mi sono servito dell'apparecchio seguente. In una boccetta a collo largo versai uno strato della soluzione alto 1^{cm} e attraverso al tappo feci passare due termometri, uno col bulbo nudo e l'altro col bulbo avviluppato da carta da filtro: per un terzo foro passava e scorreva un tubo di vetro destinato ad agitare la soluzione.

Sollevato per un momento il tappo coi termometri, facevo arrivare alla carta da filtro di uno dei bulbi, tanto solvente da imbeverla bene senza farla sgocciolare. — Rimesso il tappo a posto, il solvente che bagnava il bulbo emetteva continuamente vapore che si diffondeva verso la soluzione e vi si condensava e così la temperatura del termometro bagnato diminuiva finchè la quantità di calore assorbita per l'evaporazione non era eguale a quella ricevuta dall' aria circostante e per irradiazione.

Se con t e t' si indicano le temperature del termometro asciutto e di quello bagnato, F e F' le tensioni del vapore del solvente alle due temperature rispettivamente e F'' la tensione

1) Reale Accademia dei Lincei, vol. 10, 2° sem. serie 5, fasc. 10.

del vapore della soluzione a t; con m il peso molecolare del solùto, p il suo peso in grammi in 100 di solvente, H la pressione atmosferica e A, B, C costanti apposite, la formula psicrometrica dà:

$$F' - F'' = \frac{A}{H}(t - t')$$

Ammettendo che per piccole variazioni di temperatura le corrispondenti variazioni della tensione di vapore del solvente siano proporzionali ad esse in modo da avere:

$$F - F' = h\,(t - t'),$$

essendo h la variazione per 1° di essa tensione, ne risulta

$$F = F'' - \left(\frac{A}{H} + h\right)(t - t').$$

Applicando la legge di Raoult e uguagliando i due valori di $F - F''$, si ha:

$$t - t' = \frac{B\,.\,F}{A/H + h}\cdot\frac{p}{m} = C\,\frac{p}{m}, \quad m = C\,\frac{p}{t - t'}.$$

Piuttosto che calcolare la costante C teoricamente, conviene di più determinarla sperimentalmente osservando la differenza di temperatura prodotta da una soluzione nota a temperatura e pressione determinate.

Se p_1, m_1, t_1, t'_1, sono i dati corrispondenti a questa soluzione e supponiamo t_1 poco diverso da t, avremo:

$$m_1 = C\,\frac{p_1}{t_1 - t'_1}; \qquad \frac{m}{m_1} = \frac{p}{p_1}\cdot\frac{t_1 - t'_1}{t - t'}$$

Se $p = p_1$:

$$\frac{m}{m_1} = \frac{t_1 - t'_1}{t - t'}$$

mentre se $\frac{p}{m} = \frac{p_1}{m_1}$:

$$t - t' = t_1 - t'_1$$

Ossia:

« *Soluzioni diluite aventi un egual peso di corpo disciolto per 100 dello stesso solvente producono sul termometro bagnato di solvente, a parità delle altre condizioni, abbassamenti di temperatura che sono inversamente proporzionali al peso molecolare del corpo disciolto.*

« *Soluzioni diluite aventi disciolti uguali numeri di molecole di diversi corpi per 100 gr. di uno stesso solvente, a parità delle altre condizioni, producono uguali abbassamenti di temperatura sul termometro bagnato col solvente stesso* ».

Metodo psicrometrico senza termometri, mediante pesate. — Se nella determinazione precedente sostituiamo il termometro bagnato con un tubo di vetro avvolto con carta da filtro e bagnato col solvente, ed abbiamo cura di pesare questo tubo prima di introdurlo nella boccetta, e dopo averlo lasciato per un tempo noto, la perdita di peso che ha subito per minuto e per cm^2 la superficie evaporante, misura l'intensità dell'evaporazione e può servire come misura del raffreddamento che avrebbe subito un termometro.

Basterà dunque sostituire nelle formule precedenti alle differenze di temperatura il peso del solvente evaporato per cm^2 e per minuto, o anche il peso totale del solvente evaporato, se si ha cura sempre di usare un'ugual superficie evaporante e far durare l'operazione sempre per lo stesso tempo. Del resto la legge dell'evaporazione che stabilisce che la quantità di liquido evaporato è proporzionale alla differenza fra la tensione del liquido evaporante e la tensione dell'ambiente, o anche la legge della diffusione che stabilisce che la quantità di vapore che si diffonde è proporzionale alla differenza di tensione nelle sezioni estreme, conducono unitamente alla legge di Raoult, alle stesse formule; l'abbassamento di temperatura prodotto dall'evaporazione non fa che modificare proporzionalmente la tensione di vapore del solvente e modifica solo la costante.

Invece di pesare il tubo bagnato di solvente può tornar comodo, per non essere costretti a prendere precauzioni per impedire l'evaporazione durante la pesata, pesare la boccetta

con la soluzione, oppure collocare in un piatto della bilancia la boccetta, e sull'altro il tubo bagnato, la variazione del peso occorrente per l'equilibrio essendo in questo caso la somma e il doppio delle singole variazioni di peso del tubo bagnato e della boccetta.

Nelle mie esperienze la quantità di acqua assorbita dalla soluzione fu di 7 mgr. per ora, quindi facendo durare la esperienza 24 ore si potrebbero ottenere risultati misurabili anche con soluzioni molto diluite. Nel caso però di evaporazioni e diffusioni lentissime occorrerebbe assicurarsi, sperimentando prima con soluzioni note, che le perturbazioni causate dai cambiamenti della temperatura ambiente non disturbino sensibilmente la regolarità dei resultati. Qualora il solvente fosse meno volatile sarebbe utile rallentare la velocità della evaporazione, diminuendo la superficie evaporante e quella assorbente, o allontanandole l'una dall'altra.

Metodo degli igrometri ad appannamento. — In una boccetta a collo largo contenente un po' di soluzione, ho adattato un tappo attraversato da un tubo di ottone nichelato, chiuso in fondo, aperto in cima, largo 2 cm., nel quale versavo un liquido volatile. Esso tubo era chiuso da un tappo con tre fori attraversato da un termometro immerso nel liquido volatile, da un tubo aperto ai due capi, afflato inferiormente che giungeva fino al fondo del liquido suddetto e da un terzo tubo che non pescava nel liquido. Questo tubo col suo contenuto viene a costituire la parte essenziale dell' igrometro di Regnault.

Se per il tubo pescante nel liquido volatile si fa gorgogliare aria, questa produce evaporazione e raffreddamento tale, che il vapore venuto a contatto col tubo nichelato produrrà l'appannamento del tubo. Interrompendo il passaggio dell'aria, l'appannamento sparisce. Prendendo la media delle temperature alle quali comparisce e sparisce l'appannamento si ha la temperatura alla quale il vapore prodotto è saturo.

Se F' è la tensione del vapore, t la temperatura della soluzione, t' quella del tubo nichelato corrispondente alla saturazione, si ha che t e t' sono, per definizione, le temperature di ebollizione della soluzione e del solvente puro alla pressione

F', e si può applicare le formule di Vàn 't Hoff. Essenziale in questo metodo è di avere la sicurezza di quando l'appannamento appare; per questo sarebbe consigliabile che il tubo nichelato avesse una faccia piana e lo si osservasse molto obliquamente.

Un metodo teoricamente esatto sarebbe quello di determinare la temperatura alla quale il solvente che bagna un termometro non emette vapori, nè li assorbisce, e quindi il suo peso rimane costante. In tal caso la sua tensione di vapore sarebbe uguale a quella della soluzione che trovasi alla temperatura ambiente.

Un altro metodo è quello di determinare con un manometro l'aumento di pressione che produce in un recipiente chiuso e pieno di aria, l'introduzione di una certa quantità di soluzione. L'azione perturbatrice delle pareti osservata da Regnault, confermata da Galitzin, in questo caso non sarebbe da temere, perchè il vapore non saturo non si condenserebbe su di esse.

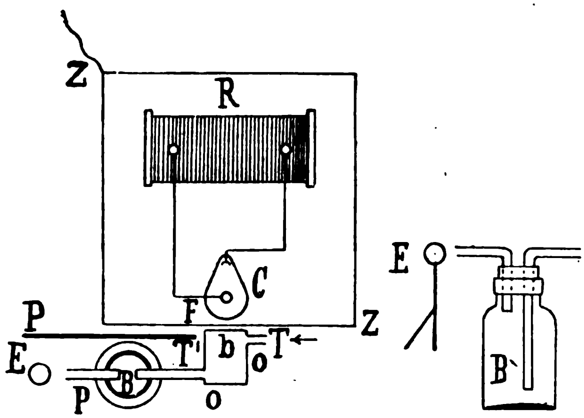
SU DI UNA PROPRIETÀ INDOTTA NEI VAPÓRI DALL'ARIA IXATA,

dei Dottori F. CAMPANILE *e* G. DI CIOMMO [1]).

Ci siamo proposti di vedere se l'aria ixata, passando su di un liquido volatile e mescolandosi ai vapori di questo, dall'aria prodotti, subisce alcuna modificazione nella sua virtù scaricatrice. All'uopo i raggi X erano prodotti da un Crookes a pera C rinchiuso col rocchetto R in una cassa di zinco Z Z messa in comunicazione col suolo. Un foro circolare F era praticato in una delle pareti della cassa ed era chiuso da sottile foglia di alluminio. In prossimità di questa lamina si trovava la base *b*, anche di lastra di alluminio, d'un cilindro O O di ottone munito di due tubulature T e T', dalla prima delle quali si faceva pervenire l'aria spinta da una soffleria dopo di averla fatta passare per un grande essiccatore a cloruro di calcio e

1) Dall'Elettricista, anno 11, n. 4, 1902.

per una provetta contenente ovatta idrofila. Il liquido si trovava in piccola quantità in una bottiglia B munita di un tu-



racciolo a due fori, a traverso i quali passavano due tubi di vetro, di cui il più lungo era in comunicazione col tubo T' e terminava nella bottiglia a breve distanza dal liquido, l'altro più corto terminava a breve distanza dalla pallina d'un elettroscopio a foglie d'oro.

Ad evitare che i vapori subissero direttamente l'azione degli X, la bottiglia si trovava rinchiusa in un involucro di spessa lamina di piombo; uguale protezione fu presa per l'elettroscopio a foglie d'oro. Per comodità e rapidità di misura, scegliemmo due bottiglie perfettamente uguali, che potevano chiudersi con lo stesso tappo munito degli stessi tubi, adduttore e di efflusso dell'aria ixata. In una di esse si poneva il liquido non volatile di confronto (glicerina) e nell'altra il liquido volatile in esame.

Per assicurarci che nei due casi l'aria incontrava lo stesso attrito e subisse quindi le medesime modificazioni nella sua virtù scaricatrice [1]), cambiammo tra loro le due bottiglie e riscontrammo che, senza alcun liquido nel loro interno, la virtù scaricatrice dell'aria ixata era la stessa. Così disposte le

1) E. Villari. Come l'aria ixata perde etc. Rend. R. Acc. dei Lincei, Roma, Vol. 9, 1° sem. 1900.

varie parti dell'esperienza, l'aria soffiata pel tubo T, si ixava in O O e, passando nella bottiglia, determinava l'evaporazione del liquido, mescolandosi ai vapori di questo: il miscuglio era poi spinto contro la pallina dell'elettroscopio. La scarica si osservava per mezzo d'un cannocchiale, munito di micrometro, determinando il tempo di discesa della foglia d' oro per un determinato numero di divisioni del micrometro. Le esperienze erano fatte confrontando le durate di scarica prodotte pel passaggio dell'aria ixata sopra un liquido volatile ed un liquido non volatile.

Nei risultati seguenti non può stabilirsi un rigoroso confronto tra l'efficacia dei varii liquidi volatili, perchè le esperienze, essendo fatte per i varii liquidi in giorni differenti, risentono diversamente la scarica spontanea, che varia da giorno a giorno con le condizioni atmosferiche.

TEMPI DI SCARICO DI TRE DIVISIONI			Differenze per le cariche	
Liquidi sperimentati	Carica dell' elettroscopio		Positiva	Negativa
	Positiva	Negativa		
Glicerina	121′.5	133″.5	33″.5	36″.5
Alcool	88 .0	97″.0		
Glicerina	121.5	129″.7	14″.5	17″.7
Acqua	107.0	112″.0		
Glicerina	109″.0	109″.0	19″.0	14″.0
Benzina.	90″.0	95″.0		
Glicerina	185″.8(?)	149″.6	84″.5	40″.6
Cloroformio . . .	101″.0	109″.0		
Glicerina	105″.7	113″.0	17″.2	21″.0
Solfuro di carbonio.	88″.5	92′.0		
Glicerina	132″.0	111″.5	35″.0	30″.5
Essenza di trement.	97″.0	81″.0		
Glicerina	370″.0	285″.0	39″.8	42″.0
Petrolio.	330″.0	243″.0		

Conclusioni. — Dai precedenti risultati si può concludere che l'aria ixata aumenta la sua virtù scaricatrice se passa su

d'un liquido volatile, di cui determina l'evaporazione ed ai cui vapori si mescola.

Non può il fenomeno essere dovuto ad una carica che l'aria ixata è capace di prendere sotto l'azione di un attrito [1]), perchè esso esiste con quasi eguale intensità variando la carica all'elettroscopio.

Non può il fenomeno attribuirsi alla esclusiva presenza del vapore, perchè soffiando aria ordinaria nell' interno delle bottiglie, (con rocchetto, cioè, inattivo) la scarica è la stessa, sia con un liquido volatile che con un liquido non volatile.

Il fenomeno non può spiegarsi infine con la differenza di attrito che il getto d' aria incontra urtando sulla glicerina, perchè, avendo posto nelle due bottiglie rispettivamente una piccola quantità di glicerina e di alcool, in modo da rimanere libera la parte centrale dei fondi, le scariche sono restate diverse quantunque il getto di aria urtasse in entrambi i casi sul vetro e non sui liquidi, come si vede dai seguenti risultati:

Glicerina	— Tempo di scarica di 3 divisioni	149"
Alcool	» »	114"

Risulta quindi che la maggiore efficacia dell' aria ixata quando essa determina l'evaporazione di un liquido volatile e si mescola ai vapori prodotti, è dovuta ad una proprietà, acquistata in tali condizioni, dai vapori e potrebbe forse spiegarsi con uno dei modi seguenti:

1° o ammettendo una maggiore conducibilità nei vapori prodotti e mescolati all'aria ixata;

2° o ammettendo che questi vapori, a differenza di quelli prodotti dall'aria ordinaria, sieno ionizzati.

---

1) E. Villari, Come l'aria ixata svolge etc. Rend. R. Acc. dei Lincei, Roma, Vol. 9, 2° sem. 1900.

LIBRI NUOVI

LEHRBUCH DER PHISIK,

von E. RIECKE.

(Seconda edizione Leipzig, Veit et C., 1902).

Della seconda edizione di questo interessante trattato è uscito ora il primo volume, comprendente la Meccanica, l'Acustica e l'Ottica. La materia è stata trattata in conformità delle lezioni che il Riecke impartisce nella Università di Gottinga; ed il volume può riuscire utile non solo agli studenti universitari, ma anche agli insegnanti, che vi posson trovare molte nozioni delle quali, essendo sparse in pubblicazioni poco accessibili, sarebbe difficile poter prendere conoscenza diretta. Perchè il libro riuscisse accessibile al massimo numero di persone, la parte matematica fu trattata sempre con molta parsimonia e con metodo elementare, ricorrendo invece molto spesso alle rappresentazioni geometriche.

Quanto all' ordine, alla scelta e alla trattazione metodica della materia, il Riecke ha cercato di attenersi volta a volta a ciò che più riusciva utile ad un' esposizione completa dello stato attuale della Fisica; ma per quanto è stato possibile, è stato seguìto l'ordine storico delle varie ricerche; perchè, osserva l'A., chi vuole intender la Fisica, deve anche conoscere lo svolgimento che hanno avuto le idee fondamentali nella mente dei fondatori delle diverse teorie fisiche.

Come d'ordinario, anche questo trattato dopo una breve introduzione sulle misure e sul metodo grafico di rappresentazione, comincia dai fatti sperimentali della meccanica e dalle leggi che li governano, fino a quelle di Galileo sul moto e al principio di Newton. Dopo è trattata l'energetica, con un accenno all' equivalenza fra lavoro e calore, per poter spiegare completamente il principio fondamentale della conservazione dell' energia.

Seguono la statica dei liquidi incompressibili e la dinamica dei fluidi, con speciale riguardo ai moti vorticosi e ondulatori.

Nel capitolo dei fenomeni molecolari è stato fatto breve cenno della struttura cristallina. In quello della capillarità la legge della tensione superficiale è da prima dedotta dai fatti sperimentali; ma è data anche la teoria della pressione molecolare normale alla superficie. — Parlando poi dei fenomeni molecolari nei gas è dato un breve cenno della teoria cinetica.

L' acustica è connessa con la meccanica in modo che ambedue insieme formano la prima parte del trattato. Non è stata esposta la teoria della musica nè quella della percezione dei suoni e soltanto vi è un cenno sulla fonografia e sull' analisi delle vocali.

La seconda parte di questo primo volume è costituita dall'ottica, divisa in tre libri. — Poichè, premesso il principio generale della conservazione dell' energia, è possibile qualunque distribuzione della materia, ciascuna delle quali presenta i suoi pregi e i suoi difetti; e l'A. ha preferito trattare l'ottica nel libro che contiene i principî della teoria ondulatoria, che ricevono così facile spiegazione nei fenomeni acustici.

Il primo libro dell' ottica tratta la propagazione rettilinea, la riflessione, la refrazione e la dispersione della luce, l' occhio e gli strumenti ottici.

Nel secondo libro è esposta l' analisi spettrale, la fluorescenza e l' azione chimica della luce.

Il terzo libro finalmente è dedicato alla teoria ondulatoria della luce, cioè alla interferenza, alla diffrazione, alla polarizzazione e alla doppia refrazione. Un ultimo capitolo contiene considerazioni complementari sui rapporti che l' emissione e l' assorbimento hanno con la teoria ondulatoria.

In tutto il volume, le diverse leggi vengono illustrate con l'indicazione dei valori numerici dei coefficienti e dei moduli che vi compariscono.

Citazioni assai numerose permettono di approfondire lo studio di alcune parti, che non avrebbero potuto trovare nel libro una trattazione troppo estesa.

A. Stefanini.

VECTOR ANALYSIS,

di E. B. WILSON.

(**New York, Ch. Scribner's Sons, 1901**).

L'uso dei quaternioni nella fisica matematica fa conseguire una semplicità così notevole, che secondo il Tait [1]) nessuna figura nè alcun modello può esser più significativo e più comprensibile di un'equazione dei quaternioni. Ma nonostante gli sforzi che sono stati fatti da molto tempo per introdurlo nella fisica, quel metodo di calcolo ha trovato poco favore. D'altro canto i lavori di Heaviside sulla teoria elettromagnetica della luce e di Föppl sulla teoria di Maxwell, accennano ad una continua tendenza verso l'analisi vettoriale. Era quindi desiderabile che fosse pubblicato un manuale, che ponesse alla portata degli studenti di fisica questo mezzo così utile di ricerche, e dobbiamo esser grati al Prof. Wilson che ha pubblicato questo manuale seguendo le tracce delle lezioni del Prof. J. W. Gibbs, che usa esclusivamente tal metodo di analisi nei suoi corsi sull'elettricità e sul magnetismo e sulla teoria elettromagnetica della luce.

Il Wilson ha disposto il materiale delle lezioni del Gibbs in modo da renderne facile lo studio, distribuendo le applicazioni pratiche nel corpo stesso del libro, astenendosi dall'introdurre idee non affatto necessarie e studiandosi di far comprendere la necessità e l'utilità di quelle esposte. Egli avverte però che il libro non deve ritenersi come un'esposizione completa della teoria dell'analisi vettoriale, ma come un manuale nel quale possa trovarsi quanto si richiede per le applicazioni pratiche.

Il soggetto di tale analisi vettoriale si divide naturalmente in tre parti; quella che concerne la somma e il prodotto scalare e vettoriale dei vettori, quella relativa al calcolo differenziale e integrale nelle sue relazioni con le funzioni scalari e vettoriali, e quella che contiene la teoria delle funzioni lineari dei vettori. Dal punto di vista pratico per la fisica matematica la seconda parte è più elementare della terza; ma uno studente

1) Phil. Mag. Vol. 29. 1890.

cui non interessi in modo speciale la fisica troverà più attraente la terza parte, che può esser letta indipendentemente dalla seconda, e della quale apparirà anche più facile.

I capitoli I e II, che formano la prima parte, la quale tratta delle operazioni aritmetiche sui vettori, possono esser tralasciati da chi conosce i quaternioni. I capitoli III e IV trattano i soggetti fondamentali dell'analisi vettoriale, cioè il calcolo differenziale e integrale dei vettori, ed hanno la massima importanza per gli studenti di fisica. — I capitoli V e VI son dedicati alle funzioni dei vettori, e sono interessanti per la fisica perchè si prestano specialmente alla trattazione dei fenomeni che si presentano nei mezzi non isotropi. L'ultimo capitolo VII contiene gli sviluppi di alcune parti superiori della teoria, un certo numero di applicazioni e un cenno dei vettori immaginari e complessi. A. STEFANINI.

RIVISTA

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 36, fascicoli 4° e 5° [1]).

LUTHER R. *Comportamento della f. e. m. per sostanze con più gradi di ossidazione*, II (pp. 385-404). — Il comportamento chimico è spesso un dato più sicuro per stabilire la f. e. m.

La f. e. m. $Cr^{\cdots} \rightarrow CrO_4''$ è di circa — 1,8 V.
» » $Cr_{met} \rightarrow CrO_4''$ è probabilmente — 0,9 V.

Se una reazione non è praticamente reversibile ciò non stabilisce un criterio per non ammetterla teoricamente. Il considerare teoricamente reversibile una reazione dipende da supposizioni arbitrarie sulla velocità delle possibili reazioni. Per sostanze il cui grado intermedio di ossidazione, nelle condizioni sperimentali, spontaneamente si decompone negli altri gradi di ossidazione, il grado intermedio di ossidazione ha un potere ossidante superiore al grado massimo di ossidazione, e un potere riducente maggiore del corrispondente grado inferiore di ossidazione.

1) La indicazione del fascicolo 3° fu omessa nella pag. 166, ma la materia relativa a detto fascicolo vi fu compresa, ed essa principia a pagina 170, capoverso *Madsen Th.*

La costante di equilibrio $\frac{Cu^{\cdot\cdot}}{(Cu^{\cdot})^2}$ in presenza di rame alla temperatura di 25° raggiunge il valore di circa $1{,}5 \times 10^6$.

In soluzione satura il valore per

$$Cu^{\cdot} \times Cl^{\cdot} \text{ è di circa } 2{,}2 \times 10^{-7}$$
$$Cu^{\cdot} \times Br^{\cdot} \text{ » » } 8{,}2 \times 10^{-9}$$

La f. e. m. di $Cu \rightarrow Cu^{\cdot}$ $(v = 1)$ è di circa $-0{,}79$ V.
» » $Pt\,Cu^{\cdot}$ $(v=1) \rightarrow Cu^{\cdot\cdot}$ $(v=1)$ » $-0{,}43$ V.

Nel caso di tre gradi diversi di ossidazione le tre f. e. m. $N \rightarrow M$, $M \rightarrow H$, $N \rightarrow H$ sono eguali.

Elettrodi non attaccabili possono essere pure considerati quelli di rame, mercurio, argento.

Il modo di agire dei catalizzatori di depolarizzazione si può spiegare anche spesso con reazioni intermedie.

La f. e. m. $Hg \rightarrow HgCl_2$ in 50 litri; HCl in 40 litri è di circa $-0{,}75$ V. La costante elettrolitica di dissociazione del $HgCl_2$ in $Hg^{\cdot\cdot} + 2Cl^{\cdot}$ ha un valore di circa $0{,}5 \times 10^{-14}$.

Euler Hans. *Sull' equilibrio fra etere, acqua, acido e alcool* (pp. 405-412). — È noto che chiamando K_1 la costante di dissociazione idrolitica; K_2 K_3 K K_4 le costanti di dissociazione elettrolitica rispettivamente dell'acido, base, acqua e sale, e con C la concentrazione possiamo porre l' espressione seguente:

$$K_1 = \frac{C_{ac.} \cdot C_{bas.}}{C_{sale} \cdot C_{acq.}} = \frac{K_4\,K}{K_2\,K_3}$$

tenendo conto che la costante di dissociazione elettrolitica del sale non varia sperimentalmente con la natura dell' anione e catione, e la costante idrolitica è approssimativamente inversamente proporzionale alla costante di dissociazione dell' acido e della base. Considerando ora l' etere come sale possiamo porre egualmente:

$$\frac{C_{ac.} \cdot C_{alcool}}{C_{etere} \cdot C_{acq.}} = K_1 = \frac{K_{etere} \cdot K_{acqua}}{K_{acido} \cdot K_{alcool}}$$

e l' A. determinò appunto per gli eteri metilici, etilici, propilici degli acidi acetico, propionico, cloroacetico e formico la costante idrolitica. Dai numeri riportati si rileva che: per soluzioni mediocremente diluite l' equilibrio varia assai con la natura dell' acido e dell' alcool, e precisamente gli eteri metilici sono i meno elettrolizzati, e gli eteri etilici i più, mentre gli eteri propilici hanno valori intermedi; inoltre la dissociazione idrolitica di un

etere è tanto più forte quanto più è forte l' acido. A spiegazione di quest' ultimo risultato l' A. ricorda che la dissociazione di un etere per es. dell' acetato di etile può intendersi in due modi:

$$CH_3CO\cdot - OC_2H_5\cdot \quad e \quad CH_3COO\cdot - C_2H_5$$

nel primo caso l' acido acetico fungerebbe da base e l' alcool da acido; il contrario avverrebbe nel secondo caso.

SCHREINEMAKERS F. A. H. *Tensione di vapore per mescolanze triple* (pp. 413-439).

TSWETT Dr. M. *Dispositivo per poter osservare il fenomeno della fluorescenza e opalescenza* (pp. 450-452). — È descritto un apparecchio assai semplice per poter osservare sia alla luce del sole che con luce artificiale la fluorescenza e opalescenza dei liquidi. Per la figura e particolarità vedere il testo originale. La sensibilità dell' apparecchio è veramente grande, per mezzo di esso è ancora visibile alla luce del sole la fluorescenza in una soluzione di eosina della concentrazione di

$$\frac{2}{1.000\,000\,000}.$$

HANS JAHN. *Sopra la formula di Nernst per la determinazione della forza elettromotrice delle pile a concentrazione* (pp. 453-460). — L' A. rispondendo alla critica di Arrhenius (*Zeitsch. f. Phys. Ch.* 36, 28; *N. C.*) dimostra come i tre teoremi: formula di Arrhenius o di Helmoltz, formula di Nernst, e la relazione dell' isoterma di dissociazione sono di tal natura e in relazione fra loro che ammessi due di essi l' altro è determinato. Risponde poi vibratamente e categoricamente alle osservazioni di Arrhenius.

WAALS (van der) J. D. *Intorno alle relazioni fra i cambiamenti che subiscono con la temperatura il volume specifico dei vapori saturi e del liquido coesistente* (pp. 454-460).

LÖWENHERZ RICHARD. *Sulla decomposizione dei composti alogenati organici in soluzione alcoolica etilica per l' aggiunta di sodio* (pp. 469-498). — È un seguito del lavoro già in parte riferito nel *Zeitsch. f. Phys. Ch.* 32, pag. 477. Il lavoro sperimentale consiste in ciò: sciogliere in una quantità nota di soluzione amilalcoolica o etilalcoolica di composti alogenati (iodobenzolo, clorobenzolo, bromobenzolo, cloruro di benzile, ioduro di isobutile, bromuro di isobutile pei p. bromoanilina, acido p. bromobenzoico, p. dibromobenzolo, e cloroformio) del sodio e rispettivamente potassio e litio metallico. Notare di tempo in tempo quanto di me-

tallo si è sciolto e quanto di alogeno si è separato. Per il processo chimico-fisico della reazione l' A. pone la seguente relazione:

$$K = \frac{1}{Na} \log n \frac{a}{a - x}$$

dove Na è la quantità di sodio (K o Li) disciolto, *a* la quantità originaria del composto alogenato, *x* è la parte decomposta. Il K è una costante che non esprime la velocità di reazione ma ciò che l' A. chiama « effetto utile ». Sperimentalmente sembra essere confermata la soprascritta relazione, quantunque ciò si limiti per soluzioni diluite; e in alcuni casi si abbiano delle irregolarità. Per tutte le sostanze impiegate sia per i composti alogenati della serie grassa che aromatica il valore di K oscillerebbe fra 0,15 — 0,37 il che farebbe supporre che la reazione è indipendente dalla natura del composto alogenato.

Nell' ultima parte del lavoro sono riportate 34 tabelle di dati sperimentali.

COHEN E. *Studii chimico-fisici sullo stagno.* IV. - *Contributo alla storia dello stagno grigio* (pp. 513-516). — Le trasformazioni che subisce lo stagno a basse temperature erano conosciute ai tempi di Aristotele, e mentre su ciò vi sono ragioni per ammetterlo, non si è altrettanto certi per l' analogo comportamento del piombo.

COHEN E. *Determinazione del lavoro che può essere dato dall' affinità* (pp. 517-523). — Nel sistema

$$FeSO_4 . 6H_2O + MgSO_4 . 7H_2O \rightleftarrows FeSO_4 . 7H_2O + MgSO_4 . 6H_2O$$

il lavoro che si impiega fu determinato dal van 't Hoff sulle misure di Wiedemann. Queste misure secondo Frowein non corrisponderebbero alla realtà, onde l' A. si è proposto di determinare la tensione di vapore dei due solfati, e da ciò i valori del calore di evaporazione *q* dalla formula

$$q = \frac{2T_1 T_2}{T_1 - T_2} l \frac{F_1}{F_2}$$

dove F_1 e F_2 sono le tensioni di vapore corrispondenti alle temperature T_1 e T_2. Per valori di F_1 eguali la temperatura di trasformazione dei due sali è 46,5° e 46,7° e il lavoro corrispondente è espresso da

$$A = 1800 - 5{,}632 T.$$

TÜRIN (von) VL. *Aggiunta alla nota « Di quanto la pressione osmotica viene diminuita per l' azione reciproca della carica degli*

ioni » (pp. 524-528). — L' energia elettrostatica di un sistema sferico « particella solubile » è condizionata da tutta la sua superficie. Il valore W dell' energia elettrostatica per l' unità di superficie è espresso da

$$W = 0,4\, Q \,.\, K \,.\, D^{-1}\, q$$

dove Q è la somma delle cariche nell' unità di massa di H-ioni; K è la concentrazione di una delle specie degli ioni divisa per il suo peso equivalente; D è la costante dielettrica della soluzione e q è la carica di un ione in misura elettrostatica assoluta.

In soluzione la energia elettrostatica per ogni cmq. della superficie sferica ha un valore di w erg. espresso dalla relazione

$$w = 1,5 \times 10^9 . k \,.\, q \,.$$

Le particelle solubili, di forme geometriche simili possiedono un valore d' energia elettrostatica che è proporzionale alla somma di tutte le superficie.

BENEDICTHS C. *La legge di Avogadro è pure applicabile allo stato solido? - Alcune osservazioni sulla durezza dei metalli e delle leghe* (pp. 529-538). — La durezza dell' acciaio dipende esclusivamente dal carbonio in esso sciolto e formante una soluzione solida. Ora siccome sciogliendo nel ferro puro piccole quantità di sostanze estranee il volume varia in modo trascurabile, così per l' unità di volume aumenta il numero degli atomi; ora da esperienze fatte dal Bottone risulterebbe appunto che « la durezza di un metallo semplice è proporzionale al numero degli atomi per un determinato volume. La presenza di sostanze estranee sciolte nei corpi semplici, costituenti così delle soluzioni solide determina una pressione osmotica; e la durezza di una soluzione solida (lega) aumenta coll' aumentare della pressione osmotica.

OSAKA Y. *Relazione fra la costante di dissociazione e il grado di dissociazione di un elettrolita in presenza di altri elettroliti* (pp. 539-542). — La relazione:

$$K_{AB}\,(1 - d_{AB}) = d_{AB} \,.\, T$$

dove K_{AB} è la costante di dissociazione e d_{AB} il grado di dissociazione dell' elettrolita AB; e T è la concentrazione totale degli anioni e cationi presenti nella soluzione, è dedotta pure dalla regola delle soluzioni isoidriche. Se un' elettrolita è assai debole cosicchè d sparisce in confronto di 1 e K in confronto di T la relazione si trasforma in quella data dall' Arrhenius per gli elettroliti deboli:

$$d = \frac{K}{t} \,.$$

WEGSCHNEIDER RUD. *Sulla decomposizione del nitrito ammonico* (pp. 543-545). — Angeli e Boeris ammettono che la dissociazione del nitrito ammonico, sia molecolare, l'A. dimostra che è una reazione ionica, e che procede direttamente dalla legge delle masse e dalla legge di diluizione di Ostwald. Tutte e due le ipotesi conducono a spiegare egualmente il fatto dell'aumento nella velocità di dissociazione per l'aggiunta di un sale a ione eguale. Allo stesso risultato si arriva prendendo come base una legge della forma di quelle di Rudolphi o van't Hoff. Supposto che la reazione sia ionica l'accelerazione nella velocità di reazione non dipende dal diminuito grado di dissociazione ma malgrado questo (che ritarderebbe) dall'aumento della concentrazione del ione eguale.

WINKELBLECH K. *Elettroliti anfoteri e sali interni* (pp. 546-595). — Tesi di laurea. — L'A. chiama elettroliti anfoteri quelli che si possono combinare tanto con gli acidi che con le basi; tali sono per es. fra i composti inorganici l'idrato di alluminio ecc., e fra i composti organici gli amido-acidi. La formazione di sali dipende dalla possibilità di eliminare tanto H ioni quanto OH ioni. Queste proprietà anfotere non appartengono che agli elettroliti deboli. L'A. fece una serie di sali di elettroliti anfoteri sia con NaOH che con HCl, servendosi del grado della idrolisi misurata sia con la conducibilità elettrica che con l'eterificazione. Per i singoli casi dalla conducibilità dell'acido fu determinato la costante di affinità. Importante a notarsi è che l'asparagina nel sale sodico è così idrolizzata da potersi determinare la grandezza relativa di affinità e d'altra parte è così elettrolizzata da potersi calcolare la costante di affinità direttamente dalla conducibilità elettrica. Le amidi solfoacide non si comportano mai come basi. Non vi sono relazioni semplici fra la funzione acida e basica. I sali così detti interni, come le amido-acidi in soluzione acquosa sono dissociati idroliticamente come elettroliti deboli; e la maggior parte delle molecole idroliticamente dissociate sono intere, non dissociate. Dott. R. SALVADORI.

Drude's Annalen, Vol. 3°, N. 11, 1900.

DRUDE P. *Contributo alla teoria elettronica dei metalli* (pp. 369-402). — Questa Memoria che costituisce la terza parte di un lavoro molto completo dell'A. sopra questa questione, contiene la teoria dei fenomeni galvanomagnetici e termomagnetici.

RIETZSCH A. *Sulla conducibilità termica ed elettrica del rame fosforoso e del rame arsenioso* (pp. 403-427). — L'A. ha eseguito

delle misure di conducibilità termica e di conducibilità elettrica di sbarre e lastre di rame contenenti deboli quantità di fosforo o d'arsenico. La presenza di queste impurità, anche in piccola proporzione, determina una diminuzione molto considerevole delle due conducibilità; ma la conducibilità calorifica è in questa maniera ridotta di più della conducibilità elettrica.

FISCHER K. T. *Un nuovo barometro; areometro barometrico* (pp. 428-438). — Un areometro a galleggiante, formato in modo simile al diavoletto di Cartesio, prende una posizione di equilibrio stabile che varia colla pressione esterna. Questo nuovo barometro è graduato per confronto col barometro a mercurio; le sue indicazioni saranno confrontabili fra loro se tutto il sistema (galleggiante e liquido) è mantenuto a temperatura costante, e questa condizione è realizzata con un dispositivo simile a quello del calorimetro di Bunsen.

L'apparecchio è specialmente destinato alle osservazioni aeronautiche per le quali non è necessaria una estrema precisione.

JOHNSON K. R. *Contributo allo studio dei rocchetti d'induzione* (pp. 438-460).

JOHNSON K. R. *Sulla costanza del potenziale di scarica* (pp. 461-470).

BENTON J. R. *Influenza della tensione sulla resistenza specifica alla torsione di alcuni fili metallici* (pp. 471-491). — L'A. carica un filo con differenti pesi e studia la durata delle oscillazioni di torsione, quando il filo è più o meno teso. Questo metodo dinamico non conduce a risultati ben netti e degni di essere riassunti. Abbiamo quì un altro esempio dell'impossibilità di adoperare il metodo delle oscillazioni per lo studio della torsione.

STARK J. *Metodo delle correnti trasversali e conducibilità dei gas attraversati da una corrente* (pp. 492-512). — Sia un cilindro conduttore attraversato secondo il suo asse da una corrente uniforme. Disponiamo, in una sezione retta del cilindro, due elettrodi lineari parassiti; essi si troveranno sopra una superficie equipotenziale e per conseguenza, non daranno passaggio ad alcuna corrente, a meno che, per mezzo di una sorgente esterna, si stabilisca fra questi due elettrodi una differenza di potenziale. Se si suppone che la resistenza del circuito degli elettrodi parassiti sia trascurabile di fronte a quella della materia del cilindro, l'intensità della corrente nel circuito degli elettrodi parassiti sarà in ragione inversa della resistenza specifica del cilindro. E se questa varia da una sezione ad un'altra, basterà di confrontare le intensità delle correnti trasversali prodotte da una forza elettromotrice costante fra gli eletttodi parassiti posti, alla stessa

distanza, successivamente in diverse sezioni del cilindro, per dedurne la legge di variazione della resistenza specifica, con la distanza dall'origine.

Le condizioni realizzate in una massa gassosa cilindrica attraversata da una corrente assiale sono evidentemente troppo complesse perchè si possa assimilare il gas ad un conduttore metallico o elettrolitico, la cui resistenza non dipenderebbe che dalla distanza da un'origine. Tuttavia il metodo delle correnti trasversali può fornire delle cognizioni qualitative che non saranno senza interesse.

L'A. trova già, quantunque le sue ricerche non siano terminate, che la conducibilità così assegnata ad un gas attraversato da una corrente è generalmente più grande negli spazi luminosi che negli spazi oscuri vicini; la conducibilità è massima nella luce negativa, minima nello spazio oscuro catodico.

Lecher E. *Sopra l'induzione unipolare e l'esperienza di Pohl* (pp. 513-521). — L'A. determina colla considerazione delle linee di forza e delle forze elettromotrici indotte col movimento, i punti d'applicazione delle forze che si esercitano fra correnti chiuse, fra una calamita e una corrente chiusa, e fra una calamita e un elemento di corrente.

Lorberg H. *Alcune osservazioni sopra due memorie di Lecher e di König* (pp. 522-529).

Wien W. *Sulla teoria dell'irraggiamento dei corpi neri. Discussione* (pp. 530-539). — L'A. ha pubblicato su questa quistione, nell'occasione del Congresso di Fisica, una notevole relazione alla quale si riferisce. Lo scopo principale dell'attuale pubblicazione è soprattutto di rispondere ad una critica formulata da Brillouin sull'effetto della rotazione magnetica del piano di polarizzazione, e di precisare diversi altri punti della sua teoria che hanno dato luogo a discussioni.

Wedell-Wedellsborg G. S. *Nota sopra le cause della variazione secolare del magnetismo terrestre* (pp. 540-543). — La terra, elettrizzata negativamente, e girando intorno al suo asse produce un campo magnetico. Perchè il campo magnetico terrestre effettivo non è simmetrico intorno all'asse di rotazione e si sposta lentamente nel corso dei secoli? L'A. si appoggia sulle osservazioni e le teorie di Adam Paulsen per riferire la causa principale ad un'azione delle macchie solari.

Pallich J. V. *Una modificazione semplice dell'interruttore di Wehnelt* (pp. 543-544). — È un interruttore elettrolitico molto semplice. Il catodo è formato da un filo di rame di 3 a 5 mm. di diametro immerso verticalmente, per una lunghezza di 2 o 3

cm. nel liquido (acido solforico diluito, di densità 1,2). L'anodo è formato da un filo d'acciaio di 1 a 2 mm. di diametro chiuso in un tubo di vetro, disposto verticalmente in vicinanza del catodo, e il cui orifizio inferiore è abbastanza piccolo perchè il filo di acciaio non possa passarvi. Questo orifizio deve, d'altra parte, essere solido da resistere alle violenti scosse che vi si producono perchè esso è la sede delle interruzioni. La boccia, di un mezzo litro di capacità, è posta in una grande vasca piena d'acqua fredda.

M. Pandolfi.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 1, 1901.

Wood R. W. *La dispersione anormale del carbonio* (pp. 405-410). — Volendo riconoscere se l'assorbimento della luce è accompagnato da un cambiamento nella direzione della propagazione del raggio luminoso, l'A. ha studiato pellicole molto sottili di nero fumo, deposte sopra lastre di vetro o mediante una lampada a gas, o mediante la disgregazione di un filamento di lampada a incandescenza. Tali pellicole, studiate con un refrattometro interferenziale, hanno mostrato un ritardo assai marcato, e quindi non si prestano per decidere direttamente la questione sopra accennata. Le misure fatte all'interferometro dànno per l'indice di refrazione del nero fumo il valore 2,2 molto vicino a quello del diamante. Ma determinando direttamente la rifrazione mediante un sottilissimo prisma di nero fumo, l'A. trovò che il carbonio ha una dispersione anormale, cioè un indice di rifrazione maggiore pel rosso che pel violètto.

Travers M. W. *La liquefazione dell' idrogeno* (pp. 411-423). — Basandosi sulle ricerche di Dewar, dalle quali resultava che a — 200° l'idrogeno non si comporta più come un gas perfetto e che con una grande espansione può raffreddarsi notevolmente, l'A. ha costruito un apparecchio che permette di ottener l'idrogeno liquido in grande quantità.

Dopo una breve storia delle esperienze che furon fatte per liquefare l'aria e l'idrogeno, l'A. espone il metodo usato nel suo apparecchio, la cui descrizione riesce impossibile senza l'aiuto dei disegni. Il metodo di liquefazione consiste nel comprimere l'idrogeno a 200 atm. in un recipiente tenuto a — 80° per mezzo di CO_2 e alcool, e nel lasciarlo poi espandere in un recipiente tenuto a — 200° mediante l'aria liquida. Da quel recipiente il gas entra in un serpentino contenuto in un recipiente a doppia parete, col vuoto interposto, ed espandendosi attraverso una valvola, in

parte si liquefà e quello non liquefatto è ripreso nel compressore. Il liquido che via via si separa è poi raccolto in un altro recipiente a vuoto.

RUCKER A. W. *Sul campo magnetico prodotto dai tram elettrici* (pp. 423-431). — Con un calcolo che non si presta a un breve riassunto l'A. mostra che le correnti di dispersione influenzano soltanto la componente orizzontale del magnetismo terrestre, mentre la componente verticale è influenzata dalla differenza fra gli effetti delle correnti nei fili aerei e quelle delle rotaie o di altri conduttori orizzontali, coi quali si compie la comunicazione colle vetture. Se i conduttori di ritorno sono isolati e paralleli ai fili aerei, le due correnti sono uguali ed opposte e le loro azioni si elidono scambievolmente, a meno che non vi sieno dispersioni.

GLAZEBROOK R. T. *Nota sull' applicazione pratica della teoria della perturbazione magnetica prodotta dalle correnti terrestri* (pp. 432-442). — L' A. fa alcune applicazioni dei precedenti calcoli del Rucker.

BEATTIE J. C. *Dispersione dell' elettricità dai corpi carichi, a temperatura moderata* (pp. 442-454). — Mentre in una Memoria precedente (*N. Cim.* (4), 11, p. 379) l'A. aveva riferito sulle esperienze fatte per studiare la dispersione di corpi fortemente elettrizzati a temperature assai elevate, in questa egli espone le ricerche sopra cariche debolissime, a temperatura ordinaria. Egli ha trovato che secondo la natura dei metalli e lo stato della loro superficie, anche allorchè si è stabilito l'equilibrio, resta sempre una differenza di potenziale da 0,5 a 1 volta fra il metallo carico e quello che è in comunicazione col suolo e che gli è affacciato a piccola distanza.

In alcuni casi si presenta anche una specie di conduzione unipolare dell' aria.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLIX.

Ha pagato la quota del 1901 il Socio:

Drago Ernesto

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Amerio Alessandro
Meda Giovanni
Morera Giacinto
Pacinotti Antonio
Pierucci Francesco
Ròiti Antonio
Rovelli Costantino

SULLE SCARICHE OSCILLATORIE.

Ricerche di A. BATTELLI *e* L. MAGRI.

PARTE II.

RISULTATI SPERIMENTALI.

2. Disposizione e andamento generale delle esperienze.

31. — Prima di riferire i risultati delle esperienze accenniamo alla disposizione complessiva degli apparecchi, rappresentata nella Tav. IV.

In M è la macchina elettrica, che ha un elettrodo in comunicazione col suolo e l'altro elettrodo riunito ad una delle armature del condensatore, per mezzo di un'asta di legno.

W è l'elettrometro, R il calorimetro a spirale metallica, S il calorimetro a scintilla, G è il galvanometro balistico per la misura della carica residua, P il pendolo per stabilire al momento voluto la comunicazione fra il condensatore e questo galvanometro.

Allorchè non si eseguivano misure calorimetriche, il quadrato o il cerchio che costituivano il circuito metallico erano introdotti al posto dei calorimetri metallici, e la scintilla in S avveniva nell'aria. Quando invece si eseguivano anche coteste misure, si prendevano dapprima 3 o 4 fotografie di scariche, indi introdotto lo spinterometro a scintille entro il calorimetro, e fatte avvenire nuovamente le scariche, si procedeva alla lettura contemporanea del calorimetro a spirale metallica, del calorimetro a scintilla e dell'elettrometro.

Dopo ogni serie di queste letture si misurava la carica residua. Spesso terminate le letture anzidette, si ripetevano le fotografie della scintilla.

Riportiamo qui un esempio del modo col quale venivano fatte le letture.

ESPERIENZA N. 32.

Nel circuito è inserita la spirale N. 3 . $L_T = 17460$
Si adoperano due condensatori in cascata $C = 3568$
Valori dati dalla misura del periodo sulle lastre 111 a 116.

Prima delle letture ai calorimetri.	Dopo le letture ai calorimetri.
dalla lastra N. 111 . 0,00000169	dalla lastra N. 114 . 0,00000170
» » N. 112 . 0,00000169	» » N. 115 . 0,00000167
» » N. 113 . 0,00000170	» » N. 116 . 0,00000166

Media . 0,00000169.

LETTURE DEI CALORIMETRI. — *Distanza esplosiva mm. 5.*

Tempi	Numero delle scariche	Calorimetro a scintilla: Posizioni del menisco	Differenze	Deviazioni corrette	Calorimetro N. 3: Posizioni del menisco	Differenze	Deviaz. corrette	Lettura all'elettrom.
0		78,3			91			
1		83,8	5,5		94	3		
2		89,1	5,3		96,9	2,9		
3		94,2	5,1		99,2	2,3		
4	18 scariche	113	18,8	16,7	110,8	11,6	9,45	250
5		119,5	6,5		112,8	2		
6		123,9	4,4		114,5	1,7		
7		127,5	3,6		115,9	1,4		
8		131,3	3,8		117,3	1,4		
9	" "	148	16,7	15	128,1	10,8	9,40	267
10		152,5	4,5		129,5	1,4		
11		155	2,5		130,8	1,3		
12		157	2		131,9	1,1		
13		159,4	2,4		133	1,1		
14	" "	174	14,6	16,1	143,7	10,7	9,50	275
15		178,1	4,1		145	1,3		
16		179,8	1,7		146,1	1,1		
17		180,3	0,5		147,2	1,1		
18		181,4	1,1		148,4	1,2		
19		182	0,6		149	0,6		
20	" "	196	14	15,4	159,1	10,1	9,45	264
21		197,8	1,8		159,8	0,7		
22		198	0,2		160	0,2		
23		197,8	— 0,2		160,4	0,4		
24		198	0,2		161,1	0,7		
25	" "	211,5	18,5	15,8	171,6	10,5	9,65	271
26		213	1,5		172,6	1		
27		212,9	— 0,1		173,4	0,8		
28		212,2	— 0,7		174,5	1,1		
29		211,7	— 0,5		175,4	0,9		
30	" "	224,2	12,5	15,3	186,1	10,7	9,40	267
31		225,8	1,6		187,8	1,7		
32		224,8	— 1		188,7	0,9		
33		223,8	— 1		189,1	0,4		
			Media	15,72		Media	9,49	266

Deviaz. media per ogni scarica 0,873 Deviaz. media per ogni scarica 0,527

$Q_1 = 0,0375$ $Q_2 = 0,0459$ Differenza di potenz. 44,17 U E (C. G. S.).

Oltre a questa sono state fatte altre due serie di letture che hanno dato i risultati seguenti:

$Q_1 = 0,0385$ $Q_2 = 0,0486$ Diff. di potenziale 45,44

$Q_1 = 0,0361$ $Q_2 = 0,0486$ Diff. di potenziale 45,40

Media finale

$Q_1 = 0,0372$ $Q_2 = 0,0477$ Diff. di potenziale 45

3. Risultati generali delle esperienze.

32. — Dai valori dei singoli elementi, determinati nel modo ora detto, abbiamo poi calcolati i resultati finali delle nostre esperienze, che sono compresi nelle tabelle I a XI.

Nelle prime sei tabelle sono riferiti i risultati di misure contemporanee del periodo d'oscillazione, della quantità di calore svolta nelle varie parti del circuito e del potenziale di scarica.

Nella VII tabella mancano i periodi di oscillazione. Le tabelle VIII a XI si riferiscono a misure fatte esclusivamente sul periodo di oscillazione.

TABELLA I.

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S]	$\frac{1}{2} CV^2$ in piccole calorie	Quantità di calore svolta per ogni scarica: nella scintilla Q_1	Quantità di calore svolta per ogni scarica: nel circuito metallico Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Resistenza della scintilla $r = R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$ in Ohm	Periodo misurato T_s
Calorimetro N. 2 (condensatori in quantità).								
$L_T = 74140$			$R'_T = 1,76$ Ohm		$C = 14175$ cm.		$T_c = 0,00000679$	
1	—	—	0,0082	0,0367	0,045	0,223	0,311	0,00000661
1,5	—	—	0,0166	0,071	0,088	0,232	0,325	0,00000683
2	27,67	0,129	0,0242	0,101	0,125	0,239	0,323	0,00000677
							Media	0,00000673

TABELLA II.

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica	$\frac{1}{2} CV^2$	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_s
Calorimetro N. 1 (condensatori in quantità).								
$L_T = 29470$			$R'_T = 1,06$ Ohm		$C = 14175$ cm.		$T_c = 0,00000428$	
1	—	—	0,0098	0,0362	0,0460	0,271	0,286	0,00000439
1,5	—	—	0,0203	0,0673	0,0876	0,302	0,319	0,00000428
2	26,95	0,123	0,0289	0,0896	0,1185	0,322	0.341	0,00000431
							Media	0,00000433

TABELLA III.

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica	$\frac{1}{2} CV^2$	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_s
Calorimetro N. 1 (condensatore N. 1.								
$L_T = 29470$			$R'_T = 1,38$ Ohm		$C = 7178$ cm.		$T_c = 0,00000304$	
1	—	—	0,0060	0,0161	0,0221	0,3727	0,515	0,00000304
1,5	—	—	0,0123	0,0315	0,0438	0,3905	0,540	0,00000305
2	27,4	0,064	0,0179	0,0449	0,0628	0,3987	0,551	0,00000302
							Media	0,00000304

TABELLA IV.

Calorimetro N. 1 (condensatori in cascata).

$L_T = 29470$ $R'_T = 1{,}65$ Ohm $C = 3568$ cm. $T_c = 0{,}00000215$

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S.]	$\frac{1}{2}CV^2$ in piccole calorie	Quantità di calore svolto per ogni scarica: nella scintilla Q_1	Quantità di calore svolto per ogni scarica: nel circuito metallico Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Resistenza della scintilla $r = R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$ in Ohm	Periodo misurato T_s
1	—	—	0,0034	0,0098	0,0132	0,3469	0,575	0,00000218
1,5	—	—	0,0063	0,0158	0,0221	0,3987	0,661	0,00000219
2	27,3	0,0317	0,0089	0,0209	0,0298	0,4257	0,723	0,00000217
3	34,8	0,0514	0,0166	0,0342	0,0508	0,4854	0,805	0,00000219
4	38,36	0,0625	0,0215	0,0417	0,0632	0,5156	0,855	0,00000215
5	44,7	0,0848	0,0302	0,0546	0,0848	0,5531	0,918	0,00000214
							Media	0,00000217

TABELLA V.

Calorimetro N. 3 (condensatori in cascata).

$L_T = 17460$ $R'_T = 0{,}827$ Ohm $C = 3568$ cm. $T_c = 0{,}00000165$

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S.]	$\frac{1}{2}CV^2$ in piccole calorie	Quantità di calore svolto per ogni scarica: nella scintilla Q_1	Quantità di calore svolto per ogni scarica: nel circuito metallico Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Resistenza della scintilla $r = R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$ in Ohm	Periodo misurato T_s
1	—	—	0,0044	0,0074	0,0118	0,595	0,492	0,00000168
1,5	—	—	0,0079	0,0124	0,0203	0,637	0,527	0,00000170
2	27,01	0,0308	0,0120	0,0176	0,0296	0,682	0,564	0,00000174
3	34	0,0502	0,0207	0,0289	0,0496	0,716	0,593	0,00000168
4	38,87	0,0642	0,0264	0,0349	0,0613	0,756	0,626	0,00000170
5	45	0,0860	0,0372	0,0477	0,0849	0,780	0,845	0,00000169
							Media	0,00000170

TABELLA VI.

Distanza esplosiva	Potenziale di scarica in U. E. [C. G. S.]	$\frac{1}{2}CV^2$ in piccole calorie	Quantità di calore svolto per ogni scarica		Q_1+Q_2	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Resistenza della scintilla $r=R'_T\frac{Q_1}{Q_2}$ in Ohm	Periodo misurato T_s
			nella scintilla Q_1	nel circuito metallico Q_2				
			Calorimetro N. 4 (condensatori in cascata).					
	$L_T = 3669$		$R'_T = 0,154$ Ohm	$C = 3568$ cm.			$T_c = 0,000000758$	
1	—	—	0,0048	0,0041	0,0080	1,171	0,180	0,000000817
1,5	—	—	0,0118	0,0063	0,0181	1,873	0,289	0,000000824
2	25,45	0,0275	0,0166	0,0088	0,0254	1,886	0,290	0,000000824
3	33,04	0,0464	0,0296	0,0148	0,0444	2,000	0,308	0,000000812
4	37,63	0,0602	0,0394	0,0182	0,0576	2,165	0,333	0,000000821
5	44,00	0,0823	0,0518	0,0230	0,0757	2,167	0,334	0,000000828
							Media	0,000000821

TABELLA VII.

Elettrodi di platino e iridio.

1	18,38	0,057	0,0159	0,0402	0,0561	0,396	0,327	
1,5	23,37	0,092	0,0280	0,0640	0,0919	0,437	0,361	
2	27,54	0,130	0,0339	0,0872	0,1211	0,389	0,322	

Elettrodi di cadmio.

1	17,30	0,052	0,0140	0,0365	0,0505	0,384	0,319	
1,5	23,54	0,094	0,0234	0,0640	0,0874	0,366	0,302	
2	27,93	0,128	0,0357	0,0897	0,1254	0,398	0,329	

***

Nelle tabelle da I a VII abbiamo riportato, oltre i valori della distanza esplosiva in millimetri, e quelli del potenziale di scarica, anche la quantità media di calore Q_1 svolta pure per ogni scarica nella scintilla, quella Q_2 svolta nel circuito metallico, e il rapporto $\frac{Q_1}{Q_2}$ che serve a dedurre la resistenza della scintilla dalla resistenza del circuito metallico. L'ultima colonna contiene il valore del periodo, dato dalle nostre misure.

In capo a ciascuna tabella sono indicati i valori L_T dell'autoinduzione del circuito — compresi i reofori che servivano per le comunicazioni — misurati col metodo di Nernst delle correnti ad alta frequenza; il valore R'_T della resistenza del calorimetro metallico calcolato con la formula di Rayleigh e moltiplicato pel valore del rapporto $\frac{\rho'}{\rho}$ della resistenza dell'unità di lunghezza del filo della spirale a quello di un'ugual lunghezza di filo disteso in linea retta (v. § 25 parte I). Vi è pure indicato il valore della capacità C del condensatore e il valore teorico T_c del periodo, calcolato con la formula $T_c = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC}$.

In queste medesime tabelle abbiamo posto anche i valori dell'energia disponibile in ogni scarica, e la somma $Q_1 + Q_2$ del calore svolto nell'intero circuito; quantità che ci serviranno per lo studio sulla distribuzione dell'energia, che faremo al Cap. V.

Questi valori teorici del periodo non sono peraltro molto sicuri, a motivo dell'incertezza che si ha sul valore di L per le spirali, e non possiamo quindi attribuire loro che una importanza relativa, tanto più che sono stati quasi tutti ottenuti con elettrodi di platino-iridio, coi quali la scintilla è, come vedremo in seguito, molto meno regolare di quella che si ha con elettrodi di cadmio.

33. — Sono invece di ben altra importanza i resultati contenuti nelle tabelle VIII a XI. Esse si riferiscono alle esperienze fatte con circuiti, dei quali l'autoinduzione per ciascuno dei periodi, che si ricavava dalle misure eseguite sulle foto-

grafie delle scintille, si poteva calcolare esattamente; ed è su queste che richiamiamo maggiormente l'attenzione.

Nelle esperienze riportate nella tabella VIII, colonna α, il circuito era formato da un quadrato di filo di rame di 0,08 cm. di diametro. Il lato di questo quadrato era di cm. 398,6.

L'autoinduzione di siffatto circuito per $T = 0{,}00000423$ era cm. 27390. A questa doveva aggiungersi l'autoinduzione di due tubi di ottone del diametro esterno di cm. 2, l'uno lungo 90, l'altro 80 cm., più l'autoinduzione di un nastro di rame lungo 20 cm., largo 5 cm., spesso 0,02 cm. L'autoinduzione di queste aggiunte era (v. § 29 parte I) rispettivamente cm. 762, 658 e 103, talchè l'autoinduzione totale di tutto il circuito era di cm. 28913. La capacità dei due condensatori in superficie ammontava a cm. 14175; ma a questa doveva aggiungersi quella del circuito, di cm. 97; talchè la capacità totale risultava di cm. 14272.

Per ciò che riguarda i dati relativi alla colonna β, è da osservare che il circuito di scarica era quello stesso precedente, soltanto era variato il valore della capacità, che in questo caso ammontava a cm. $7178 + 97 =$ cm. 7275. Poichè il periodo di oscillazione aveva un valore più piccolo, L_T era divenuto di cm. 28852.

Nella tabella IX il circuito di scarica era formato da un cerchio di filo di rame del diametro di cm. 201. Il diametro del filo costituente questo cerchio era di cm. 0,452. L'autoinduzione, per $T = 0{,}00000240$ era 7829, per $T = 0{,}00000167$ era 7824 e per $T = 0{,}00000120$ era 7810. A questi valori doveva aggiungersi l'autoinduzione del nastro di rame sopradetto e quella di due tubi del diametro di cm. 2 e lunghi rispettivamente cm. 90 e 71. Il valore dell'autoinduzione di questi tubi era di cm. 762 e 567. Cosicchè il valore totale dell'autoinduzione dei circuiti cui si riferiscono le colonne α ed ε ammontava a cm. 9261; per quelli delle colonne β, γ e δ era rispettivamente di cm. 9256 e 9242.

I valori della capacità in queste tabelle sono semplicemente quelli dovuti alla capacità del condensatore.

Nelle esperienze della tabella X il circuito era formato da un piccolo cerchio di filo di rame (diametro del cerchio cm.

57,2, diametro del filo cm. 0,452). L' autoinduzione di questo cerchio per T = 0,0000007 era di 1768 cm., a cui aggiungendo l'autoinduzione dei due tubi lunghi 71 e 88 cm., si aveva per l'autoinduzione totale di tutto il circuito il valore di cm. 2993.

Il circuito di scarica, considerato nella colonna α della tabella XI, era costituito da una grande spirale di 283 spire avvolta su di un cilindro di marmo. La spirale era lunga 85 cm. ed aveva un raggio medio di cm. 11,982 con l' autoinduzione di cm. 4,546,000. Nella colonna β e γ abbiamo messo, per l'autoinduzione di una piccola spirale avvolta sull' ebanite, il valore ottenuto dal confronto con un quadrato mediante il metodo di Nernst.

TABELLA VIII.

α Autoinduzione complessiva del circuito per $T_1 = 0,00000425$ cm. 28913. Capacità del condensatore cm. 14175. Capacità del circuito cm. 97. Valore di $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0,000004254$ Valore sperimentale di T.	β Autoinduzione complessiva del circuito per $T = 0,00000301$ cm. 28852. Capacità del condensatore cm. 7178 Capacità del circuito cm. 97. Valore di $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0,000003034.$ Valore sperimentale di T.
0,000004214	0,000002994
4304	3016
4244	2979
4226	3006
4202	3019
4202	2980
4266	3036
4277	3020
4185	Valore medio T = 0,000003006
4210	
4196	
4204	
4302	
4177	
4262	
4279	
4291	
4240	
4226	
4209	
4218	
4252	
Valore medio T = 0,000004235	

Tabella IX.

α Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000287 cm. 9261. Capacità del condensatore C = cm. 14175. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,00000240.$ Distanza esplosiva mm. 2,5. Valore sperimentale di T.	β Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000167 cm. 9256. Capacità del condensatore C = cm. 7178. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,000001707.$ Distanza esplosiva mm. 2,5. Valore sperimentale di T.
0,000002834	0,000001655
2348	1693
2389	1660
2358	1648
2370	1685
2371	1692
2378	1679
2408	1677
2405	1665
Valore medio T = 0,000002373	1658
	1654
	1693
	1689
	1668
	1671
	Valore medio T = 0,000001672

Segue Tabella IX.

γ Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000120 cm. 9242. Capacità del condensatore C = cm. 3568. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,000001201.$ Distanza esplosiva mm. 2,5. Valore sperimentale di T.	δ Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000120 cm. 9242. Capacità del condensatore C = cm. 3568 $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,000001201.$ Distanza esplosiva m. 5. Valore sperimentale di T.
0,000001162	0,000001213
1160	1205
1196	1209
1193	1220
1173	1232
1166	1205
1209	1194
1199	1190
1230	1197
1224	1202
1222	1221
1222	1182
1198	1210
1175	1224
Valore medio T = 0,000001195	Valore medio T = 0,000001207

Segue TABELLA IX.	TABELLA X.
ε *Elettrodi di platino iridio.* Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000237 cm. 9261. Capacità del condensatore C = cm. 14175. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,00000240.$ Distanza esplosiva mm. 2,5. Valore sperimentale di T.	*Circuito formato da un piccolo cerchio di filo di rame.* Autoinduzione complessiva del circuito per T = 0,00000074 cm. 2993. Capacità del condensatore cm. 3568. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,000000684.$ Distanza esplosiva mm. 2. Valore sperimentale di T.
0,000002395	0,0000007431
2412	7263
2369	7411
2497	7565
2454	7567
2338	7560
2282	74[illegible]2
2[illegible]70	7103
2480	7625
2489	7493
2426	7442
2476	7414
2386	Valore medio T = 0,000000744
2186	
Valore medio T = 0,00000239	

TABELLA XI.

α	β	γ
Autoinduzione della grande spirale cm. 4[illegible]46000. Capacità del condensatore C = cm. 14175. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,00005317$ Distanza esplosiva mm. 2. Valore sperimentale di T.	Autoinduzione della piccola spirale e delle comunicazioni cm. 57797. Capacità del condensatore C = cm. 14175. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,000005995.$ Distanza esplosiva mm. 2. Valore sperimentale di T.	Autoinduzione della piccola spirale e delle comunicazioni cm. 57797. Capacità del condensatore C = cm. 3568. $T = \frac{2\pi}{v} \sqrt{LC} = 0,000003008.$ Distanza esplosiva mm. 2. Valore sperimentale di T.
0,00005404	0,000006201	0,000002986
5374	5993	3087
5389	6067	3011
5363	5923	3173 (?)
5417	6034	3032
5484	6093	3058
5444	5995	3011
5386	5970	3022
5403	Valore medio	3034
5303	T = 0,000006034	2981
5347		2904
5296		3089
Valore medio		3036
T = 0,00005376		3001
		3042
		3021
		Valore medio T = 0,000003024

***

Nella Tav. V sono riprodotte alcune delle fotografie che hanno servito alla determinazione di T. Non è stato possibile rendere nè la nettezza, nè tutti i particolari esistenti nelle negative sulle quali furono eseguite le misure. Queste riproduzioni tuttavia servono al lettore per avere un'idea dell'aspetto che le scariche presentano nei vari casi da noi studiati.

Le fig. 1 a 6 della prima colonna della Tav. V contengono la riproduzione delle fotografie, da cui sono ricavati i risultati che si trovano nella tabella V. Esse sono state ottenute con elettrodi di *cadmio*. Pure con elettrodi di cadmio sono state ottenute le figg. 7 a 16. Le figg. 17 e 18 furono fatte invece con elettrodi di platino-iridio, e sono state qui riportate per dare un'idea dell'aspetto che presenta la scarica con elettrodi siffatti: i risultati relativi sono contenuti nella tabella IX, colonna ε.

La fotografia 9 si riferisce ai periodi più lunghi che noi abbiamo misurato (tabella X, colonna α), i numeri 14 e 13 ai più brevi (tabelle VI e X). La 9 e la 16 sono state fatte tutte e due ponendo in circuito la spirale A (§ 28, parte I), ma variando la capacità del condensatore (tabella XI, colonne β e γ). La 7 si riferisce a una distanza esplosiva di mm. 5 (tabella IX, colonna δ). Le fotografie 8, 10 e 11 appartengono rispettivamente alle tabelle IX, colonna α, II e VIII, colonna α.

4. Discussione dei risultati.

34. — Per giudicare l' importanza che si deve attribuire all'accordo notevole che si riscontra fra i due valori (osservato e calcolato) del periodo T, è necessario render conto della precisione che noi abbiamo raggiunto nella determinazione dei vari elementi che a tale misura si riferiscono.

a) *Misura sperimentale del periodo.*

È utile che qui esaminiamo brevemente ciò che risulta dall'osservazione del grande numero di fotografie da noi ottenute.

Anzitutto è bene osservare che la sezione della scintilla è assai grande quando si scarica una quantità considerevole di elettricità, come nei casi riportati nelle tabelle I, II, VIII α, IX α, IX ε, X α e X β.

In secondo luogo va notato che le successive scintille componenti una scarica, non scoccano sempre fra i vertici delle calotte sferiche che costituiscono gli elettrodi dello spinterometro, ma in generale prendono sugli elettrodi posizioni diverse, e ciò dà luogo ad un allungamento della distanza esplosiva. Questo fatto si vede chiaramente in molte delle nostre fotografie, nelle quali l'aspetto della scarica è quello di un nastro la cui larghezza, in generale, va aumentando col tempo (figg. 5, 6 e 15 della Tav. V) [1]).

Andamento più regolare, per questo riguardo, si ha quando le scintille sono più lunghe, e quando si scarica una minor quantità di elettricità. Allora la sezione della scintilla è assai piccola, ed è meno grande la variazione di lunghezza delle immagini fotografiche delle diverse scintilline elementari.

Se poi la scintilla avviene fra elettrodi facilmente volatilizzabili — quali ad es. gli elettrodi di cadmio, — il suo andamento è molto regolare, come si può vedere dalle fotografie che abbiamo riportato nella Tav. V. Se gli elettrodi sono di platino o di platino-iridio, la scintilla presenta di solito un aspetto molto irregolare, qual'è quello delle fotografie 17 e 18 della tavola suddetta, in cui si osservano notevoli spostamenti fra le singole scintilline, ciascuna delle quali, per così dire, deve aprirsi da sè la via della scarica.

Da tale spostamento delle scintille elementari può dipendere la variazione osservata da Trowbridge e Sabine nel valore del periodo di oscillazione da una scarica elementare all'altra, e che essi attribuirebbero invece ad un'isteresi dielettrica che presenterebbe anche l'aria formante il coibente del condensatore. Lodge e Glazebrook notarono a loro volta che l'ultimo periodo della scintilla è più lungo degli altri: ma attribuirono questa variazione alla grande resistenza che pre-

1) Questo si vede male nelle riproduzioni fatte nella Tav. V, perchè in esse l'ultima parte della scintilla è quasi completamente scomparsa.

senta la scintilla nell'atto che sta per cessare. Quest' ultima spiegazione di Lodge e Glazebrook sembra più verosimile di quella data da Trowbridge e Sabine, tanto più che vi è ragione di ritenere che l'isteresi dielettrica dell' aria, per oscillazioni di grande lunghezza d' onda come relativamente sono quelle di cui ci occupiamo, sia assolutamente trascurabile.

Ma che una differenza fra il valore del periodo iniziale e quello definitivo della scarica vi debba esser sempre, risulta anche dalla teoria di Stefan [1]), secondo la quale nei primi momenti della scarica al moto ondulatorio smorzato voluto dalla teoria di Thomson se ne aggiunge un altro periodico, che può modificare sensibilmente il periodo della scarica stessa.

Qualunque sia la cagione dello spostamento suaccennato delle singole scintille componenti la scarica, è chiaro per altro che esso influisce notevolmente sull'esattezza che si può raggiungere nella misura sperimentale del periodo di oscillazione. Infatti tale esattezza dipende non solo dalla costanza della velocità di rotazione dello specchio e dal grado di precisione col quale si può misurare questa stessa velocità al momento in cui è presa la fotografia; ma dipende anche dalla precisione con la quale si può determinare la distanza fra le immagini fotografiche di due scintilline elementari consecutive. Ora, se queste si spostano sugli elettrodi, la distanza misurata non corrisponde a quella reale.

Noi però abbiamo eliminato, almeno in gran parte, tale inconveniente nelle nostre misure, perchè delle molte fotografie che abbiamo fatte per ciascun caso e per ciascuna distanza esplosiva, abbiamo utilizzato soltanto quelle in cui le immagini delle scintille erano molto nette e regolarmente distribuite.

Inoltre, come già dicemmo, nel computo del valor medio delle distanze fra due scintille elementari consecutive, si scartavano sempre le prime e le ultime scintille, ed il periodo effettivo si deduceva dalla distanza media fra le scintilline rimanenti, che erano sempre assai numerose.

1) Wied. Ann., 41, p. 421, 1890.

Il valore indicato per il periodo sperimentale era poi la media di quelli che per ciascun caso e per ciascuna distanza esplosiva si deduceva dalla media di molte fotografie.

La concordanza di questi valori era notevole. Per poterlo giudicare abbiamo riportato nelle tabelle VIII a XI tutti i valori che hanno servito alla determinazione sperimentale del valore di T, per circuiti di autoinduzione ben nota.

Misure fatte in giorni diversi nelle stesse condizioni sperimentali hanno sempre dato numeri perfettamente concordanti.

È da concludere perciò che nei valori del periodo misurato da noi, riportati nelle precedenti tabelle, siasi raggiunta una notevole esattezza.

Le sole fotografie del Miesler son quelle che più si avvicinano alle nostre per brevità del periodo. Ma, pure astraendo da quanto abbiamo detto a suo luogo (§ 7, parte I) circa la difficoltà di misurare la velocità vera di rotazione dello specchio col movimento di orologeria che egli usò, l'esame delle fotografie riportate nelle tavole del Miesler fa supporre che altre cause d'incertezza si siano presentate nelle di lui misure.

Ed invero, sia per la sfumatura delle immagini, sia per il loro piccolo numero e per la troppo piccola distanza che le separa, sia per la disposizione ottica usata per fotografarle, si rende molto difficile un'esatta misura dell'intervallo di tempo che decorre dall'una all'altra scintillina; onde è probabile che le determinazioni fatte su tali fotografie possano dare dei numeri o più grandi o più piccoli di quelli indicati. Il notevole accordo fra i valori teorici e quelli sperimentali riportati dal Miesler potrebbe quindi essere più apparente che reale.

Sono invece di grande precisione le misure fatte da Lodge e Glazebrook sulle belle fotografie da essi ottenute; ma la difficoltà che presentavasi per averle ben nette era per quei due fisici molto minore di quella che si presentava a noi, perchè il periodo di oscillazione da essi studiato era enormemente più lungo di quelli a cui noi siamo giunti.

b) *Valore adottato per la capacità del condensatore.*

35. — Le grandi cure da noi usate nella misura assoluta della capacità del condensatore, e la concordanza del valore così ottenuto con quello risultante dal confronto col campione favoritoci dal Prof. Ròiti, ci autorizza a ritenere che il valore da noi adottato sia meritevole di ogni fiducia.

Si potrebbe per altro sospettare che per grandi differenze di potenziale fra le armature, quali son quelle cui corrispondono le distanze esplosive di qualche millimetro da noi usate, la carica si espanda sugli orli di vetro che non sono coperti dalla stagnola, più assai di quello che avviene per cariche debolissime come quelle da noi adoperate nel campionamento suddetto, e che quindi la capacità vera sia maggiore di quella indicata. Se ciò accadesse realmente, non ci era possibile verificare; ma è certo che se per alti potenziali vi è maggior diffusione della carica sul vetro, ciò non può aumentare che insensibilmente la capacità efficace del condensatore, perchè nell'atto in cui scatta la scintilla nello spinterometro, l'elettricità che si porta sul vetro non si scarica al modo stesso di quella acquistata dalle armature metalliche.

Potrebbe inoltre obiettarsi che la capacità per cariche rapidamente oscillanti differisse, anche per i condensatori ad aria, da quella che dànno le misure eseguite con cariche lente — obiezione che fu infatti sollevata a proposito delle esperienze di Hertz.

Ma si dimostra [1]) che la capacità per scariche oscillatorie è data, per un condensatore circolare di raggio R′, da

$$C = \frac{R'}{4d'}\left\{1 - \left(\frac{2\pi R'}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{2^3} + \dots\right\} \quad ^{2)} \quad (d' = \text{distanza delle armature})$$

1) Cfr. Drude. Physik des Aethers, p. 459.

2) Questa formula si ricava da quelle esposte nel Drude ricordando che, essendo e la carica totale del condensatore, si ha $C = \frac{e}{V_1 - V_2}$ ed osservando che, potendosi il campo ritenere uniforme nella parte centrale del condensatore circolare, si ha

$$V_1 - V_2 = Z d' = \frac{4\pi^2}{\lambda} f(t),$$

mentre la carica e è data da

$$e = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} f(t) \left\{\frac{R'^2}{2^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{R'^4}{2^5} + \dots\right\}.$$

dalla quale resulta che se il rapporto fra la superficie S di una delle armature e il quadrato della lunghezza d'onda λ delle oscillazioni è trascurabile di fronte ad $\frac{1}{\pi}$, il valore della capacità per vibrazioni rapide è quello stesso che si ha per le cariche lente. Nel nostro caso la superficie S di un armatura, riunendo i condensatori in quantità, come risulta dalle dimensioni indicate al § 13, parte I, è di

$$\text{cm.}^2\ 63 \times 28 \times 34 \times 2 = 119952,$$

e la lunghezza d'onda, per i periodi misurati di 7×10^{-6} e $0,8 \times 10^{-6}$ sec., varia fra $\lambda = 3 \times 10^{10} \times 5 \times 10^{-6}$ e $3 \times 10^{10} \times 0,8 \times 10^{-6}$ cm.; perciò il rapporto suddetto ha valori compresi fra

$$\frac{\pi \times 119952}{(3 \times 10^{10} \times 5 \times 10^{-6})^2} \quad \text{e} \quad \frac{\pi \times 119952}{3 \times 10^{10} \times 0,8 \times 10^{-6})^2}$$

cioè fra 0,000000017 e 0,00065.

Non vi è quindi da apportare, per questo motivo, alcuna correzione al valore sopra indicato per la capacità da noi adoperata.

Del resto, siccome la resistenza totale del circuito compresa la scintilla, come vedremo in seguito, è trascurabile di fronte a $\frac{1}{LC}$ — e quindi la formula ridotta del Thomson si può ritenere applicabile —, dall'accordo grandissimo che anche in questo caso si ha fra il periodo calcolato e quello osservato si può arguire, che il valore adoperato per la capacità del nostro condensatore ed ottenuto dalle misure eseguite con cariche lente e con bassi potenziali, vale effettivamente anche per le scariche oscillatorie e per i potenziali usati nelle nostre esperienze. Si può inoltre ritenere questa concordanza come prova che l'isteresi dielettrica dell'aria è realmente trascurabile per i periodi delle scariche da noi fotografate.

c) *Valore della resistenza e dell'autoinduzione.*

36. — I metodi calorimetrici da noi usati sono, a parer nostro, i più sicuri per stabilire un confronto tra le resistenze

che due circuiti diversi presentano alle scariche oscillatorie. Perciò noi, avendo calcolata con la formula di Lord Rayleigh la resistenza di alcuni conduttori rettilinei coi quali abbiamo confrontate le resistenze delle nostre spirali (parte I, § 24, e seg.), possiamo dire di essere riusciti a trovare in misura assoluta queste resistenze medesime con l'approssimazione della quale sono suscettibili queste misure calorimetriche.

Si potrebbe obbiettarci che, a rigore, la formula di Lord Rayleigh non è applicabile se non per correnti perfettamente armoniche. Ora Barton [1]), recentemente, seguendo come Lord Rayleigh un calcolo che Maxwell riporta nel suo trattato, ha trovato l'espressione della resistenza e dell'autoinduzione di un circuito per correnti armoniche *smorzate*, quali sono quelle che si ottengono nella scarica di un condensatore. Nella teoria di Barton lo smorzamento delle correnti viene misurato da un certo numero k che, stando alle notazioni da noi adottate, ha per espressione

$$k = \frac{R}{2L} \frac{T}{2\pi},$$

e che quindi nel nostro caso riesce senza dubbio sempre inferiore a 0,02. Ora, indicando con R'' e R' i valori delle resistenze di uno stesso circuito calcotate rispettivamente con le formule di Barton e di Rayleigh, il loro rapporto è dato da

$$\frac{R''}{R'} = 1 + \frac{k}{2} + \frac{7}{8} k^2 + \ldots\ldots$$

Si vede che da questa relazione, ponendo $k = 0{,}02$, che i due valori R'' ed R' non potevano differire nelle nostre esperienze che dell'uno per cento circa, quantità che può senz'altro trascurarsi perchè inferiore all'approssimazione media con la quale venivano fatte le misure calorimetriche.

Del resto esperienze dirette del Cardani [2]) fatte con scariche di condensatori dimostrano sperimentalmente che, entro i limiti degli errori di tali misure, si può ritenere che la resi-

1) Phil. Mag., (5), 47, p. 433, 1899.
2) N. Cim., (4), 7, p. 229, 1898.

stenza di un filo rettilineo per tali scariche abbia in realtà il valore che le assegna la formula di Lord Rayleigh.

37. — Quanto all'autoinduzione osserveremo che diversi sperimentatori hanno misurato il coefficiente di uno stesso rocchetto con le correnti continue e con quelle alternanti ed hanno trovato valori poco diversi da un caso all'altro; ma le alternazioni usate erano sempre di poche centinaia al secondo.

Dell'influenza che viene esercitata dal modo di valutare l'autoinduzione del circuito, si occupò specialmente il Tallqvist (l. c.), confrontando i valori sperimentali del periodo di oscillazione con quelli dedotti dalla formula del Thomson. In seguito a tal confronto egli ritiene che i valori reali di L sieno, per le scariche oscillatorie, alquanto minori di quelli che si ottengono sperimentalmente tanto col metodo delle correnti continue quanto con quello del telefono con le correnti alternate. In generale però, il valore di L adottato per le spirali nelle ricerche fin qui eseguite sulle scariche oscillanti è stato sempre quello o calcolato con le formule che valgono per le correnti continue, o trovato sperimentalmente con tali correnti.

Invece le nostre autoinduzioni o sono state direttamente calcolate con le debite correzioni relative alla frequenza delle scariche, o sono state determinate sperimentalmente con correnti di alta frequenza per confronto con le autoinduzioni già calcolate.

Qui bisognerebbe osservare che a rigore, anzichè la formola di Lord Rayleigh, per le ragioni che esponemmo nel paragrafo precedente, bisognerebbe applicare quella di Barton. Però pei valori dello smorzamento che convengono alle nostre esperienze, la differenza tra il valore dato da Rayleigh e quello dato da Barton è addirittura insignificante.

Quanto al caso di circuiti di forma qualunque, ci potrebbe essere esservato che lo Stefan [1]) indicò la variazione che il coefficiente di autoinduzione subisce per la disuguale distribuzione della corrente nella sezione di un filo.

1) Wien. Ber., 95 II *a*, p. 917, 1887.

Ma il procedimento di Stefan non può veramente estendersi al caso di spirali di piccolo raggio perchè richiede che sia trascurabile lo spessore del filo di fronte al raggio di curvatura del circuito; e richiede inoltre che la corrente sia distribuita simmetricamente attorno all'asse del filo — ciò che non si ha evidentemente nelle ordinarie spirali, a motivo della dissimmètria nella distribuzione delle correnti: dissimmetria dovuta all'azione di una spira sull'altra. Quest'azione perturbatrice tende a localizzare le correnti su alcune porzioni soltanto della superficie del conduttore; e che ciò accada realmente lo mostra il fatto, da noi constatato sperimentalmente della maggior resistenza che per correnti alternanti è opposta da un filo piegato a forma di spirale in confronto di quella che per le stesse correnti avrebbe se fosse disteso in linea retta. In mancanza di formule teoriche che ci dessero l'autoinduzione effettiva di una spirale per correnti di alta frequenza, non ci restava che ricorrere alla via sperimentale e questa ci ha condotto a soddisfacenti risultati.

d) *Resistenza della scintilla.*

38. — Le nostre esperienze ci davano anche il modo di determinare la resistenza della scintilla, che costituisce attualmente uno dei principali problemi inerenti la scarica elettrica. Essa è stata bensì oggetto di alcune determinazioni, ma non si può dire che sia conosciuta con sicurezza, e specialmente non si conosce in qual modo essa dipenda dalla frequenza delle oscillazioni.

Biernacki [1]) studiò la resistenza della scintilla di un oscillatore, confrontandola con quella di un elettrolito, interposto fra le sferette di un risuonatore identico all'oscillatore stesso. Quando queste due resistenze erano uguali cessavano le oscillazioni nel risuonatore. Egli trovò, per distanze esplosive comprese tra cm. 0,01 e 1, valori compresi tra 300 e 1509.

Invero non sappiamo in quali unità siano espressi questi numeri, che riportiamo dal sunto pubblicato sul *Journal de*

1) Journ. de Phis., (3), 4, p. 474, 1895.

Physique, non avendo noi trovato la memoria originale del Biernacki; ma non ci pare possano essere in unità elettromagnetiche. Trovò inoltre che il valore della resistenza della scintilla decresce col diminuire della distanza esplosiva, sino ad un minimo al di là del quale ritorna a crescere; e che tale valore R deve potersi esprimere con una formula del tipo

$$R = A\,l + \frac{B}{l^n}$$

dove l è la lunghezza della scintilla, A, B, n, sono costanti positive.

Questo studio si riferisce però solamente a scintille di oscillatori Hertziani, cioè a scariche oscillatorie di grande frequenza e nelle quali entrano in gioco piccole quantità di elettricità.

Il Kaufmann [1]) d'altra parte misurò la quantità di calore svolta nella scintilla dalla scarica di una batteria di bottiglie di Leyda, misurando l'aumento di volume della massa d'aria racchiusa nel pallone in cui faceva avvenire le scintille stesse. Egli trovò che questa quantità di calore è legata alla resistenza W della rimanente parte del circuito dalla formula

$$q = A + \frac{B}{W}$$

A e B essendo costanti. La resistenza della scintilla non potrebbe quindi paragonarsi ad una resistenza metallica.

Di più egli trova che il calore svolto nella scintilla cresce con la differenza di potenziale più rapidamente dell'energia totale della scarica, cioè egli trova press'a poco $\frac{q}{V^3} = \text{cost}$ invece di $\frac{q}{V^2} = \text{cost}$. Quest'ultimo risultato non è conforme a quelli che danno le nostre esperienze.

Di più egli trova che la quantità di calore svolta nella scintilla è maggiore (circa il doppio) tra due elettrodi di zinco di quello che sia tra due elettrodi di ottone. Noi, per elettrodi

1) Wied. Ann., 60, p. 653, 1897.

di cadmio e di platino-iridio, abbiamo avuto all' incirca gli stessi valori di Q_1 (vedi Tabella VII).

Misure più recenti e più accurate sono quelle del Cardani [1]), il quale per altro determinava la resistenza *apparente* della scintilla, deducendola dal calore svolto in meno nella parte metallica del circuito. Secondo le sue esperienze — come aveva trovato per altra via anche l' Orgler [2]) — la resistenza R della scintilla dovrebbe essere espressa, in funzione della sua lunghezza l, dalla relazione

$$R = A\,l + B$$

dove A e B sono costanti. Ma dalle esperienze del Cardani non si può dedurre come la resistenza vari col periodo d'oscillazione. Si vede pertanto che le esperienze fin qui eseguite, come sopra dicemmo, non risolvono del tutto il problema. Ma d' altra parte si può ritenere che, per tener conto della presenza della scintilla, bisognerebbe scrivere l' equazione pel movimento dell' elettricità sotto la forma:

$$a) \qquad \frac{Q}{C}\frac{dQ}{dt}dt + R\left(\frac{dQ}{dt}\right)^2 dt + L\frac{dQ}{dt}\frac{d^2Q}{dt^2}dt + w\,dt = 0\,,$$

che differisce da quella che vale per la scarica in un circuito completamente metallico a motivo del termine $w\,d\,t$, il quale rappresenta il lavoro eseguito per provocare la scintilla. Se w si potesse ritenere costante, l' azione della scintilla sarebbe completamente uguale a quella di una resistenza, e si dovrebbe comprendere w nel coefficiente di $\left(\frac{dQ}{dt}\right)^2 dt$. In tal caso la soluzione della a) differirebbe da quella dell' equazione di Thomson solamente per il valore diverso di R, che rappresenterebbe allora la resistenza complessiva del circuito metallico e della scintilla. Ma i processi che si compiono nella scintilla sono molto complessi, e non se ne conosce con precisione la natura. Già fu osservato da Paalzow [3]) che il calore svolto nella scintilla presentava un massimo al crescere della resistenza

1) N. Cim., (4), 11, p. 113, 1900.
2) Drude 's Ann., 1, p. 159, 1900.
3) Pogg. Ann., 127, p. 126, 1886.

rimanente del circuito, mentre la carica residua cresceva continuamente. Ciò farebbe ritenere che il calore svolto nella scintilla fosse proporzionale soltanto alla durata della scarica; ma questa ipotesi è contraddetta dal fatto che la lunghezza vera della scintilla varia durante la scarica per effetto della scarica stessa.

Si potrebbe ritenere con Heydweiller [1]) che la variazione di resistenza della scintilla fosse rapida sul principio della scarica e poi proseguisse lentamente, in modo che per grandi resistenze del circuito dopo un tempo relativamente breve si stabilisse un regime costante. Ma se ciò fosse, la w sarebbe tal funzione di t e di R che la a) non sarebbe integrabile; onde tale ipotesi non può essere sottoposta a prove sperimentali.

Non restava quindi che sottoporre a nuove misure la resistenza che la scintilla offre in condizioni diverse; ciò che noi facemmo coi nostri apparecchi la cui disposizione permetteva di misurare il lavoro totale speso nella scintilla, e di confrontarlo con quello che contemporaneamente si spendeva nella parte metallica, la cui resistenza R'_T, per le oscillazioni della frequenza volta a volta misurata, si calcolava nel modo indicato al § 27 della parte I. Nelle tabelle sopra riportate, la colonna 8ª, che contiene i valori di $R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$, dove Q_1 è il calore svolto nella scintilla e Q_2 quello svolto nella spirale metallica, serve a darci l'indicazione della resistenza media r della scintilla. Quantunque tali valori di R sieno forse un poco più piccoli del vero, a motivo della dispersione di calore che può avvenire lungo le aste metalliche dello spinterometro, pure le nostre esperienze ci permettono di concludere che la resistenza della scintilla è stata il più delle volte minore di quella della parte metallica, e senza dubbio sempre inferiore a 1 ohm. Le misure da noi eseguite, salvo la riserva sopra accennata, assegnerebbero per la resistenza media delle scintille da 1 a 5 mm. valori compresi tra 0,18 e 0,92 ohm.

Altro fatto importante che può dedursi dalle nostre esperienze è che, rimanendo le stesse la capacità e la resistenza

1) Wied. Ann., 43, p. 310, 1891.

delle parti metalliche del circuito, per ogni valore del periodo, la resistenza dedotta dal rapporto $\frac{Q_1}{Q_2}$ cresce assai lentamente al crescere della lunghezza della scintilla (vedi tabelle I e VII). Ciò può spiegarsi, o ammettendo che la massima parte di questa resistenza si abbia al passaggio dall'elettrodo all'aria, o che, aumentando la lunghezza, aumenti anche la sezione della scintilla.

Con la disposizione da noi adoperata, si può inoltre riconoscere come dipenda la resistenza della scintilla dal periodo di oscillazione; e l'esame delle tabelle sopra riportate mostra che detta resistenza — a parità di distanza esplosiva e di capacità del condensatore — tende ad aumentare al crescere del periodo.

Il notevole accordo fra il valore calcolato del periodo di oscillazione e quello dato dalle nostre esperienze, è una prova dell'esiguità del valore della resistenza effettiva della scintilla; ed un'altra prova dell'esattezza delle misure da noi eseguite è l'accordo sufficientemente buono tra l'energia disponibile del condensatore e la somma delle energie termiche svolte nel circuito metallico e nella scintilla.

È poi superfluo di osservare che tutto quanto abbiamo detto riguardo alla resistenza della scintilla si riferisce al valor medio che essa presenta in tutta la sua durata.

5. Misura dell'energia spesa nelle varie parti del circuito.

39. — L'espressione

$$W = \frac{1}{2} C V^2$$

dove C è la capacità del condensatore, e V il potenziale a cui è stato caricato, dà il limite massimo dell'energia che può fornire il condensatore scaricandosi attraverso un circuito qualunque.

Ora quando avviene la scarica, una parte dell'energia posseduta dal condensatore si dissipa nel dielettrico, un'altra

parte si impiega a vincere la resistenza del circuito e della scintilla, una terza parte viene spesa nel distaccare particelle metalliche dagli elettrodi e nell'arroventarle e un'ultima parte infine ne verrà irraggiata, cioè verrà spesa nella produzione del campo elettrostatico ed elettromagnetico. È evidente che queste varie porzioni non si ritroveranno tutte sotto forma di energia termica nel circuito di scarica — la scintilla compresa —; e che occorrerà tener conto del modo col quale si possono misurare le diverse porzioni stesse.

Determinazioni dirette dell'energia che si dissipa al di fuori del circuito metallico e della scintilla sono state fatte solamente per la porzione che viene assorbita dal dielettrico del condensatore; e parecchie si riferiscono al caso di correnti alternate fornite dalle ordinarie macchine industriali, come quelle di Rosa e Smith [1]), di Lombardi [2]), di Arnò [3]), di Schaufelberger [4]) ecc. Ma nel caso nostro si può trascurare la perdita di energia nel dielettrico del condensatore, perchè ci siamo serviti di un condensatore ad aria.

Fra le ricerche eseguite per misurare il calore svolto nella scintilla e nella parte metallica di un circuito di scarica, vanno noverate le più recenti di Heydweiller e di Cardani, perchè essi ebbero per iscopo più specialmente la determinazione quantitativa del fenomeno.

Le misure di Heydweiller [5]), si riferiscono soltanto a scariche continue, perchè egli includeva nel circuito delle resistenze di qualche megaohm, formate da soluzioni di ioduro di cadmio nell'alcool amilico.

Egli determinò, con una specie di termoreostato a liquido, il calore svolto nel circuito, ed avendo misurato con la quantità $\frac{q_0^2 - q_1^2}{2\,C}$ (dove q_0 è la quantità di elettricità iniziale, q_1 quella residua e C la capacità del condensatore) anche il la-

1) Phil. Mag., (5), 47, p. 19, 1899.

2) Lombardi. Estratto dall'Elettricista, Anno 5, N. 10. Memorie della R. Accad. delle Scienze di Torino. Serie 2., tomi 44 e 45.

3) Arnò. Rendiconti dell'Accademia dei Lincei, 1892, 1893, 1894.

4) Schaufelberger. Inaugural Dissertation (Facoltà di Zurico), 1898.

5) Wied. Ann., 43, p. 310, 1891.

voro totale della scarica, potè dedurre per differenza il lavoro speso nella scintilla.

L' azione principale della scintilla consisterebbe, secondo Heydweiller, non già nella sua resistenza, ma nel lavoro necessario a mantenere il potenziale di scarica.

Il Cardani [1], studiando la resistenza delle scintille, si occupò indirettamente della distribuzione dell' energia in un circuito di autoinduzione costante e piccola, in cui, facendo variare la capacità del condensatore, cambiava anche il periodo di oscillazione entro limiti discreti. Esaminando pure la scarica nei gas rarefatti, il Cardani osservò che la parte di energia che si dissipa nella scintilla dipende dalla forma della scarica e dalla sezione della scintilla stessa, essendo assai maggiore quando la scarica si fa per mezzo del fiocco luminoso.

Ma tanto le misure di Heydweiller quanto quelle di Cardani non servono a dare la soluzione completa di questa parte del problema, perchè quelle di Heydweiller comprendono semplicemente le scariche continue, e quelle del Cardani non sono riferite all' energia disponibile.

Per la soluzione del problema è necessario che le misure dell' energia termica che si presenta nelle varie parti del circuito vengano eseguite simultaneamente; come è anche importante che in misure di questo genere sia messa a confronto, con la somma di tali energie, l' energia totale disponibile nella scarica.

E poichè la disposizione delle nostre esperienze per la misura del periodo di oscillazione e per la valutazione delle varie resistenze era tale che ci permetteva di fare simultaneamente tutte le misure occorrenti, ci siamo anche occupati di trarre qualche conclusione circa l' energia che si ritrova nelle diverse porzioni del circuito di scarica, in confronto di quella che si ha disponibile.

Per tale scopo oltre le determinazioni già esposte della capacità e del calore svolto nelle parti metalliche e nella scintilla, ci occorrevano quelle del potenziale di scarica e del valore della carica residua.

1) N. Cim., (3), 35, p. 142, 1894; (4), 11, p. 113, 1900.

Elettrometro.

40. — Per ottenere il valore del potenziale a cui la scarica cominciava, abbiamo fatto uso di un elettrometro idiostatico Righi [1]), che si presta molto bene per la misura esatta di alti potenziali. Però all' ago di questo elettrometro (tagliato da una sottile lastra di alluminio) abbiamo aggiunto un leggero smorzatore elettromagnetico, costituito da un telaietto di lastra di rame, mobile in un campo magnetico, di forma del tutto simile a quella del galvanometro Despretz-D'Arsonval.

L' ago e lo smorzatore erano leggerissimi, ed il loro movimento era quasi perfettamente aperiodico, in modo che ci permetteva di seguire rapide variazioni di potenziale.

Inutile avvertire che sono state prese le necessarie precauzioni per la protezione dello smorzatore e dello specchietto, dalle azioni elettrostatiche.

Modo per ottenere la costanza del potenziale.

41. — Gli elettrodi da noi adoperati per la scarica, dopo vari tentativi, ebbero la forma di cilindretti di 3 mm. di diametro terminanti in calotte sferiche. Ci riuscì molto difficile, stante la piccolezza degli elettrodi, far sì che il potenziale di scarica si mantenesse per ogni serie di esperienze abbastanza costante. Con elettrodi di alluminio, di cadmio, di ferro, ecc., ecc., le alterazioni superficiali erano così rapide e il ritardo di scarica, quando le scintilline avvenivano nell' interno del calorimetro, così grande e così variabile, da rendere impossibile di attribuire alla deviazione media un valore attendibile. Quindi, nel caso in cui dovevamo eseguire misure calorimetriche, anche per evitare fenomeni di ossidazione, abbiamo trovato molto convenienti elettrodi di platino, e meglio di platino-iridio.

Per diminuire notevolmente il ritardo della scarica, ponemmo sia nell' interno del calorimetro a scintille, sia a poca distanza dall' intervallo di scarica, quando si faceva la foto-

1) N. Cim., (2), 16, p. 89, 1876.

grafia, un piccolo tubetto di celluloide contenente un poco di sostanza radioattiva. L' azione di tale sostanza era così efficace che i successivi potenziali di scarica erano pochissimo diversi fra loro, e permettevano di ottenere una buona media per il valore del potenziale di scarica, purchè la superficie degli elettrodi non fosse troppo alterata.

Ad ogni modo, perchè le letture calorimetriche fossero attendibili, era necessario che le scintille si producessero abbastanza lentamente da permettere all' ago di seguire le variazioni del potenziale. Per questo motivo non abbiamo potuto fare tutte le volte le letture stesse contemporaneamente a quelle calorimetriche, nelle quali invece occorreva che le scintille si succedessero con sufficiente rapidità. E abbiamo quindi eseguito in molti casi la determinazione dei potenziali di scarica immediatamente prima e dopo ogni serie di letture calorimetriche, riscontrando sempre un buon accordo fra le letture anteriori e quelle che venivano fatte dopo.

Ottenemmo poi il valore assoluto del potenziale di scarica, campionando il nostro elettrometro, con un buon elettrometro assoluto a bilancia di Lord Kelvin, costruito appositamente per potenziali dell' ordine di grandezza di quelli usati da noi.

A seconda delle differenze di potenziale che si dovevano misurare, si regolava l' elettrometro in modo che la sua costante assumesse il valore 1,505 o il valore 2,71.

Galvanometro per la misura della carica residua.

43. — Ma per poter conoscere con esattezza la porzione di energia che interviene realmente nella scarica determinammo anche, con un galvanometro appositamente costruito in modo che l' ago fosse difeso da ogni azione elettrostatica, il valore della carica residua.

Nelle nostre esperienze, in cui le scintille non superarono mai la lunghezza di 5 mm. e la resistenza del circuito era piccolissima, la carica residua, che era quella dovuta soltanto alla quantità di elettricità che non poteva essere scaricata dalla scintilla stessa, risultò costantemente trascurabile, cioè inferiore sempre al centesimo della carica iniziale.

Energia disponibile e sua ripartizione nel circuito di scarica.

44. — Il lavoro speso per conferire il potenziale V al condensatore di capacità C, rappresenterebbe l' energia effettivamente disponibile e si dovrebbe quindi ritrovare nella scarica, se nessuna parte ne venisse dissipata nel dielettrico, al di fuori del circuito metallico e della scintilla.

Questa dissipazione dell' energia può raggiungere valori sensibili nei condensatori a dielettrico solido, e non si conosce invero un metodo sicuro per calcolarla; poichè i metodi che si adoprano per le ordinarie correnti alternate delle macchine industriali non sono applicabili al caso presente e il metodo di Wulf [1]) — che si basa sulla determinazione del coefficiente di smorzamento dell' ampiezza di oscillazione, quale si deduce dalla curva della carica residua, e del decremento teorico calcolato mediante le differenze di potenziale corrispondenti a due massimi consecutivi — non offre grande garanzia. Ma nelle nostre ricerche l' inconveniente era reso inapprezzabile con l' uso dei condensatori ad aria, o per lo meno esso era certamente di ordine inferiore agli errori inevitabili nelle misure calorimetriche.

Altra porzione di energia, che non si ritrova nel circuito, è quella che si irraggia per onde elettromagnetiche.

La teoria della scarica oscillante permette di calcolare questa parte di energia, perchè dà il modo di confrontare l' intensità i della corrente che passa pei fili del circuito di scarica — supposti paralleli e alla distanza d fra di loro — con quella i' che si ha nel cilindro di aria che ha per asse uno dei fili e per raggio della base la metà della distanza d fra i due fili stessi. Il rapporto fra i ed i' (vedi Drude, *Phys. d. Aethers*, pag. 360) è dato da:

$$\frac{i'}{i} = \frac{6\,d^2}{T^2 c^2} \,.$$

Tali calcoli non si adattano veramente alle nostre disposizioni sperimentali; ma tuttavia si può osservare che essi

1) **Wien. Ber.**, 105. II *a*, p. 667, 1896.

servono a dare l'ordine di grandezza della parte di energia che viene dissipata. Ad es. se si osserva che nelle esperienze da noi eseguite il valore di $T c$, che è la lunghezza d'onda, è sempre maggiore di 600 m.; e quello di d, anche prendendo per distanza massima quella fra i nostri circuiti e il suolo, è sempre inferiore a 2 metri, la formula precedente dà:

$$\frac{i'}{i} < 6\left(\frac{1}{300}\right)^2, \quad \text{ossia} \quad \frac{i'}{i} < 0{,}000066.$$

Nel caso di circuiti avvolti a spirale, la dispersione non potrà essere molto diversa; quindi nelle nostre esperienze si potrà ritenere sempre trascurabile.

Che la somma delle energie spese al di fuori del circuito metallico sia trascurabile entro i limiti di precisione che si sono raggiunti nelle misure da noi eseguite del potenziale di scarica e nel calore svolto nella scintilla, resulterebbe anche dalle stesse nostre esperienze. Infatti nelle tabelle I a VII abbiamo messo a confronto la somma $Q_1 + Q_2$ del calore che si manifesta nella scintilla e nella spirale metallica, con l'energia corrispondente a $^1/_2\, C V^2$; e dall'esame di tali tabelle si vede che quasi tutta l'energia si ritrova sotto forma calorifica in quelle due porzioni di circuito. Non possiamo per altro fare a meno di osservare che l'incertezza del valore vero di V (dovuta alla grande variabilità della lunghezza effettiva delle scintille) e il fatto che il calorimetro a scintilla non dà la misura esattissima di tutto il calore svolto nella scintilla stessa, toglie un po' di valore al nostro confronto. D'altronde però, più che la misura assoluta dell'energia totale, era interessante, in queste prime ricerche, lo studio della sua ripartizione fra la scintilla ed una porzione metallica di resistenza conosciuta, e ciò abbiamo potuto stabilire con sufficiente esattezza.

CONCLUSIONI.

45. — Dall'esame di questi risultati ci sembra si possa concludere:

1° Il periodo di oscillazione concorda, dentro i limiti degli errori sperimentali, col valore teorico dato dalla for-

mula di Thomson. L'accordo meno buono che si ha nel caso di periodi molto brevi (circa 7×10^{-7}) dipende da non poter mettere in calcolo in quei casi l'autoinduzione del circuito;

2° La resistenza della scintilla per scariche poco smorzate, dovute a quantità di elettricità assai grandi, come quelle date dai nostri condensatori, e per distanze esplosive comprese tra 1 e 5 mm., è assai piccola e sempre inferiore ad un ohm.

A parità delle altre condizioni, essa cresce assai meno rapidamente della lunghezza della scintilla. Ciò farebbe ritenere, o che per la massima parte la resistenza della scintilla si abbia nel passaggio dagli elettrodi al gas ambiente, o che al crescere della lunghezza aumenti la sezione della scintilla stessa;

3° La resistenza di un filo piegato a spirale, è, per le scariche oscillatorie, molto maggiore di quella che offrirebbe lo stesso filo disteso in linea retta.

La differenza tra i due valori cresce colla frequenza della scarica e con la vicinanza tra le singole spire.

Quindi la formula di Lord Rayleigh non può applicarsi a circuiti avvolti a spirale;

4° La somma delle energie calorifiche spese dalla scarica nella scintilla e nel circuito metallico, concorda abbastanza bene col valore dell'energia posseduta dal condensatore;

5° Con gli elettrodi di cadmio le scintille sono molto più regolari di quello che si abbia con elettrodi di platino o di platino iridio;

6° I valori che si ottengono per la resistenza della scintilla e per l'energia spesa nella scintilla stessa, sono, nelle condizioni da noi usate, prossimamente uguali per elettrodi di platino iridio e di cadmio.

SUL PRINCIPIO DELLE IMMAGINI DI LORD KELVIN E LE EQUAZIONI DELL' ELASTICITÀ,

del Prof. C. SOMIGLIANA [1]).

L' applicazione del principio delle immagini all' equazione di Laplace nei problemi di elettrostatica è fondata sopra una trasformazione in se stessa di questa equazione, quando sulle variabili indipendenti si fa una trasformazione per raggi vettori reciproci e la funzione viene moltiplicata per l' inversa della distanza dal centro d' inversione. Come caso particolare di questa trasformazione si ha la riflessione sopra un piano. Ora se si considerano le equazioni dell' equilibrio elastico, toltone il caso generale, quando la sostanza di cui è composto il corpo non ammette alcun elemento di simmetria, in tutti gli altri si ha sempre un gruppo di trasformazioni, contenenti delle riflessioni sopra piani di simmetria, per le quali le equazioni rientrano, come si suol dire, in se stesse. Si presenta quindi naturale l' idea di tentare se, approfittando di queste proprietà, non sia possibile estendere alle equazioni dell' equilibrio elastico il metodo delle immagini che, come è noto, conduce, in questi casi, all' integrazione dell' equazione di Laplace in campi limitati dai piani di simmetria, ammessi dall' equazione.

La cosa è effettivamente possibile in certi casi coll' applicazione del teorema seguente:

Si abbia un corpo limitato dal piano $z = 0$, *la cui struttura cristallina ammetta come piani di simmetria i piani a questo paralleli e siano*

$$u(x, y, z), \quad v(x, y, z), \quad w(x, y, z)$$
$$L, \qquad M, \qquad N.$$

le componenti degli spostamenti e delle forze superficiali che determinano una deformazione qualsiasi del corpo,

1) Rend. della R. Acc. dei Lincei, 16 Febbraio 1902.

quando su di esso non agiscono forze di massa. Il corpo stesso rimarrà ancora in equilibrio, se in esso avvengono gli spostamenti

$$u(x, y - z), \quad v(x, y, -z), \quad -w(x, y, -z)$$

mentre alla superficie sono applicate forze le cui componenti sono

$$-L, \quad -M, \quad N.$$

La dimostrazione di questo teorema riesce assai facile osservando che nelle equazioni di equilibrio

$$\frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial Y_x}{\partial x} + \frac{\partial Y_y}{\partial y} + \frac{\partial Y_z}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} = 0$$

si ha, nel caso contemplato nel teorema precedente

$$-X_x = c_{11} x_x + c_{12} y_y + c_{13} z_z + c_{16} x_y$$

$$-Y_y = c_{21} x_x + c_{22} y_y + c_{23} z_z + c_{26} x_y$$

$$-Z_z = c_{31} x_x + c_{32} y_y + c_{33} z_z + c_{36} x_y$$

$$-Y_z = c_{44} y_z + c_{45} z_x$$

$$-Z_x = c_{54} y_z + c_{55} z_x$$

$$-X_y = c_{16} x_x + c_{26} y_y + c_{36} z_z + c_{66} x_y$$

dove X_x, Y_y, ... e x_x, y_y, ... rappresentano, come d' uso, le componenti di pressione e di deformazione; e osservando inoltre che le equazioni al contorno sono nel caso considerato nel teorema precedente:

$$L = X_z \qquad M = Y_z \qquad N = Z_z$$

e che fra una funzione qualsiasi $f = f(x, y, z)$ e la funzione $F = f(x, y, -z)$ per $z = 0$ sono soddisfatte le relazioni

$$f = F$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial F}{\partial x}, \qquad \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{\partial F}{\partial y}, \qquad \frac{\partial f}{\partial z} = -\frac{\partial F}{\partial z}$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial z} = -\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial z}, \dots \quad \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}.$$

2. Per venire alle applicazioni che abbiamo di mira introduciamo la notazione $\overline{\alpha} = -\alpha$.

Due sistemi di spostamenti che si trovino nelle condizioni del teorema precedente si potranno rappresentare così

$$\begin{array}{lll} & u_1 = u(x, y, z) & u_2 = u(x, y, \overline{z}) \\ (1) & v_1 = v(x, y, z) & v_2 = v(x, y, \overline{z}) \\ & w_1 = w(x, y, z) & w_2 = \overline{w}(x, y, \overline{z}). \end{array}$$

Noi diremo che queste due terne d' integrali si ottengono l' una dall' altra *per riflessione* sul piano $z = 0$.

Da questi si possono ottenere due nuovi sistemi integrali ponendo

$$\begin{array}{lll} & u' = u_1 - u_2 & u'' = u_1 + u_2 \\ (2) & v' = v_1 - v_2 & v'' = v_1 + v_2 \\ & w' = w_1 - w_2 & w'' = w_1 + w_2 \end{array}$$

Indichiamo con $L', M', N', L'', M'', N''$ le componenti delle forze superficiali corrispondenti a questi due sistemi. Avremo allora, pel teorema dimostrato, che sul piano $z = 0$ sono soddisfatte le seguenti condizioni

$$\begin{array}{llll} (3) & u' = 0 & v' = 0 & N' = 0 \\ & L'' = 0 & M'' = 0 & w'' = 0 \end{array}$$

Data dunque una terna integrale qualsiasi possiamo subito dedurne due altre, *le quali soddisfano alle condizioni che sul piano $z = 0$ sono nulle le due componenti tangenziali dello spostamento e la componente normale della pressione*

superficiale, o viceversa sono nulle le due componenti tangenziali della pressione e la componente normale degli spostamenti.

Supponiamo ora dapprima che si tratti di un corpo isotropo nel quale α, β siano le velocità di propagazione delle onde piane e prendiamo per u, v, w gli spostamenti

$$
(4) \qquad
\begin{aligned}
u &= (\beta^2 - \alpha^2)\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{2\alpha^2}{r} \\
v &= (\beta^2 - \alpha^2)\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \\
w &= (\beta^2 - \alpha^2)\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial z}
\end{aligned}
$$

ove

$$v = \sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2}\,,$$

i quali godono la proprietà di soddisfare alle equazioni d'equilibrio e di ammettere un punto d' infinito isolato in (a, b, c), essendo funzioni omogenee di grado -1, delle differenze $x-a$, $y-b$, $z-c$. Questi integrali hanno rispetto alle equazioni dell' isotropia proprietà analoghe a quelle dell' integrale $\frac{1}{r}$ rispetto all' equazione di Laplace.

Se ora formiamo mediante le (1) (2) i sistemi integrali (u', v', w'), (u'', v'', w'') è chiaro che queste funzioni nello spazio occupato dal corpo (che possiamo supporre sia lo spazio $z > 0$) hanno una sola singolarità identica a quella delle funzioni (4). Difatti i due punti d' infinito che essi possiedono sono simmetrici rispetto al piano $z = 0$.

Ciò posto, supponiamo che sulla superficie $z = 0$ del corpo dato (che indicheremo con s) siano applicate delle forze L, M, N e indichiamo con u, v, w le componenti degli spostamenti prodotti; e applichiamo il teorema di Betti alle due terne integrali

$$
\begin{matrix}
u \; v \; w & \qquad & u' \; v' \; w' \\
\mathrm{L \; M \; N} & \qquad & \mathrm{L' \; M' \; N'}
\end{matrix}
$$

e alle altre due terne

$$\begin{matrix} u\ v\ w & & u''\ v''\ w'' \\ \mathrm{L\ M\ N} & & \mathrm{L''\ M''\ N''}. \end{matrix}$$

Dovremo escludere dal campo $z \geq 0$ il punto di singolarità (a, b, c), ad es. mediante una piccola sfera σ avente il centro in esso. Applicando poi un ben noto procedimento di passaggio al limite, e tenendo conto delle (3) si trova rispettivamente nei due casi

$$(5)\quad \begin{aligned} 8\pi\alpha^2\beta^2 \mathrm{U} &= \int_s (u\,\mathrm{L}' + v\,\mathrm{M}')\,ds - \int_s w'\,\mathrm{N}\,ds \\ 8\pi\alpha^2\beta^2 \mathrm{U} &= \int_s \mathrm{N}''\,w\,ds - \int_s (\mathrm{L}\,u'' + \mathrm{M}\,v'')\,ds \end{aligned}$$

dove U rappresenta il valore della funzione $u\,(x, y, z)$ nel punto (a, b, c).

Queste due formole, insieme alle altre analoghe si possono stabilire partendo, anzichè dagli integrali (4), dagli altri due sistemi analoghi che se ne deducono per sostituzioni circolari, danno chiaramente la soluzione del *problema della deformazione di un mezzo isotropo limitato da un piano, quando alla superficie sono note: 1° le componenti tangenziali degli spostamenti e la componente normale delle pressioni esterne, oppure: 2° la componente normale degli spostamenti e le componenti tangenziali delle pressioni esterne.*

Questi problemi furono risoluti per la prima volta da Boussinesq (*Comptes rendus*, T. CVI, 1888), con procedimento assai diverso dal precedente.

Il procedimento nostro ha il vantaggio che può essere esteso immediatamente al caso in cui il corpo anzichè essere isotropo, è cristallizzato in modo che siano piani di simmetria elastica i piani paralleli al piano limitante. Difatti basta in questo caso sostituire agli integrali (4) gli integrali aventi proprietà analoghe rispetto al punto di singolarità per le equazioni d'equilibrio corrispondenti. L'esistenza di integrali di

tal fatta fu dimostrata recentemente dal Sig. I. Fredholm in un lavoro pubblicato nel t. 23, 1900, degli *Acta mathematica*.

Si ottengono così per la risoluzione di questo problema, assai più generale, formole analoghe alle (5), nelle quali però si hanno nei primi membri, invece di una sola delle componenti di spostamento, delle funzioni lineari di tutte e tre.

3. Gli integrali definiti dalle (1) costituiscono il *gruppo* più semplice possibile di integrali delle equazioni d'equilibrio quando si convenga di chiamare *gruppo di integrali* l'insieme delle terne integrali che si possono dedurre da una data mediante riflessioni sopra un certo sistema di piani. Esso è composto di due terne integrali.

Il caso che segue immediatamente a questo si ha considerando due piani di simmetria ortogonali. Supponendo che questi piani siano i piani $x=0$, $y=0$, il gruppo delle quattro terne integrali corrispondenti è dato dalle formole:

$$
\begin{array}{lll}
 & u_1 = u(x, y, z) & u_2 = \overline{u}(\overline{x}, y, z) \\
 & v_1 = v(x, y, z) & v_2 = v(\overline{x}, y, z) \\
 & w_1 = w(x, y, z) & w_2 = w(x, y, z) \\
(6) & & \\
 & u_3 = \overline{u}(\overline{x}, \overline{y}, z) & u_4 = u(x, \overline{y}, z) \\
 & v_3 = \overline{v}(\overline{x}, \overline{y}, z) & v_4 = \overline{v}(x, \overline{y}, z) \\
 & w_3 = w(x, y, z) & w_4 = w(x, \overline{y}, z)\,.
\end{array}
$$

Mediante queste quattro terne di integrali noi possiamo risolvere problemi di deformazione di un solido elastico limitato da due piani ortogonali. Per vedere poi le condizioni alla superficie che converrà supporre note, stabiliamo dapprima mediante il teorema dimostrato al n. 1, le relazioni che sui piani $x=0$, $y=0$ sono soddisfatte dalle (6). Queste sono

per $x=0$

$$
(7) \qquad
\begin{array}{llll}
u_1 = \overline{u_2} & u_3 = \overline{u_4} & L_1 = L_2 & L_3 = L_4 \\
v_1 = v_2 & v_3 = v_4 & M_1 = \overline{M_2} & M_3 = \overline{M_4} \\
w_1 = w_2 & w_3 = w_4 & N_1 = \overline{N_2} & N_3 = \overline{N_4}
\end{array}
$$

per $y = 0$

$$
(7') \qquad \begin{array}{llll}
u_2 = u_3 & u_1 = u_4 & L_2 = \overline{L_3} & L_1 = \overline{L_4} \\
v_2 = \overline{v_3} & v_1 = \overline{v_4} & M_2 = M_3 & M_1 = M_4 \\
w_2 = w_3 & w_1 = w_4 & N_2 = \overline{N_3} & N_1 = \overline{N_4}.
\end{array}
$$

Di quì segue che se si costruiscono gli integrali

$$
\begin{aligned}
u' &= u_1 - u_2 + u_3 - u_4 \\
v' &= v_1 - v_2 + v_3 - v_4 \\
w' &= w_1 - w_2 + w_3 - w_4
\end{aligned}
$$

per questi si avrà

sul piano $x = 0$

$$
L' = 0 \qquad v' = 0 \qquad w' = 0
$$

sul piano $y = 0$

$$
u' = 0 \qquad M' = 0 \qquad w' = 0 .
$$

L' applicazione del teorema di Betti, quando per u, v, w si prendano integrali aventi un punto d' infinito isolato di 1° ordine, porta alla risoluzione del problema della deformazione di un diedro solido isotropo o cristallizzato in modo che siano piani di simmetria quelli paralleli alle faccie, quando sopra di queste sono date le componenti analoghe a quelle che si annullano per le u', v', w', cioè, come facilmente si vede, su tutta la superficie del diedro la *componente normale delle pressioni esterne, e le componenti tangenziali degli spostamenti.*

Il problema, che possiamo dire correlativo, quando cioè sulla superficie del diedro sono date *le componenti tangenziali delle forze esterne e la componente normale degli spostamenti* si risolve prendendo come spostamenti ausiliari i seguenti

$$
\begin{aligned}
u'' &= u_1 + u_2 + u_3 + u_4 \\
v'' &= v_1 + v_2 + v_3 + v_4 \\
w'' &= w_1 + w_2 + w_3 + w_4 .
\end{aligned}
$$

Dalle (7) (7') si ha infatti in questo caso sul piano $x=0$

$$u''=0 \qquad M''=0 \qquad N''=0$$

sul piano $y=0$

$$L''=0 \qquad v''=0 \qquad N''=0.$$

In questo caso del diedro abbiamo poi un altro problema della natura di quelli che consideriamo che non ha riscontro nel caso di un solido limitato da un piano solo. Quando cioè sopra una delle faccie si conoscono le componenti tangenziali degli spostamenti e la normale delle forze e sull'altra reciprocamente le componenti tangenziali delle forze e la componente normale degli spostamenti.

Anche questo problema può essere risolto col metodo d'integrazione proposto in questa Nota. Allorchè la faccia su cui sono note le componenti tangenziali degli spostamenti è il piano $x=0$, basta prendere come integrali ausiliari

$$\begin{aligned} u''' &= u_1 - u_2 - u_3 + u_4 \\ v''' &= v_1 - v_2 - v_3 + v_4 \\ w''' &= w_1 - w_2 - w_3 + w_4. \end{aligned}$$

Quando invece questi elementi sono dati sulla faccia $y=0$, convien prendere come integrali ausiliari

$$\begin{aligned} u^{\text{IV}} &= u_1 + u_2 - u_3 - u_4 \\ v^{\text{IV}} &= v_1 + v_2 - v_3 - v_4 \\ w^{\text{IV}} &= w_1 + w_2 - w_3 - w_4. \end{aligned}$$

4. Questi risultati sono sufficienti a dare un'idea della portata del metodo d'integrazione proposto. Accennerò quindi soltanto ai problemi analoghi relativi al triedro trirettangolo di cui parimenti può immediatamente assegnarsi la soluzione.

Essi sono quattro:

1° Quando su tutta la superficie del diedro sono date le componenti tangenziali degli spostamenti e la componente normale delle forze esterne.

2° Quando su tutta la superficie del triedro sono date le componenti tangenziali delle forze esterne e la normale degli spostamenti.

3° Quando su due faccie del triedro sono date le componenti tangenziali degli spostamenti e la normale delle forze e sulla terza faccia gli elementi reciproci.

4° Quando su due faccie del triedro sono date le componenti tangenziali delle forze esterne e la normale degli spostamenti, mentre sulla terza faccia sono dati gli elementi reciproci.

Questi problemi si risolvono costruendo dal gruppo degli integrali (6) il gruppo delle quattro terne che se ne deducono con una riflessione sul piano $z=0$. Si ottiene così un gruppo complessivamente composto di otto terne di integrali, i quali opportunamente combinati per somma e sottrazione, secondo i criteri che risultano dal teorema fondamentale dimostrato, danno gli integrali ausiliari richiesti.

ROTAZIONI ELETTROSTATICHE.

Studio sperimentale del Prof. G. VICENTINI [1]).

Nel 1896 G. Quinke [2]) pubblicò una serie di interessantissime osservazioni sulle rotazioni in un campo elettrostatico costante. Esse si ottengono col far pendere piccole aste, lamine, sfere o cilindri di sostanze isolanti fra le armature di un condensatore carico, in seno ad un liquido coibente. Dai risultati ottenuti in condizioni svariatissime di esperienza il Quincke fu condotto ad ammettere che le forze producenti tali moti agiscono alla superficie del corpo mobile; e dopo avere studiato il comportamento delle bolle d' aria e notato il fatto della graduale scomparsa della attitudine dei corpi a ruotare, allorquando restano a lungo in seno al dielettrico liquido, gli parve dover concludere che condizione necessaria

1) Esteso sunto della Nota pubblicata dal R. Istituto Veneto, Vol. 61, pp. 221-245.

2) G. Quincke. Ueber Rotationen im constanten elektrischen Felde. Wiedemann's Annalen, vol. 59, pag. 417, 1896.

al presentarsi del fenomeno sia l'esistenza di uno straterello d'aria condensata alla superficie dei corpi solidi.

Secondo il Quincke questo straterello, sotto l'azione del campo elettrico subisce una deformazione analoga a quella che egli ha osservata nelle bolle d'aria; ma causa la speciale distribuzione assunta dal campo per l'esistenza del coibente solido, se questo, per una causa qualsiasi riceve un impulso tendente a farlo ruotare, l'involucro deformato d'aria tende continuamente a riprendere la sua posizione ed allora liquido e sfera vengono portati in rotazione di segno opposto.

È difficile rendersi chiara ragione dell'andamento del fenomeno in base a questa ipotesi, e non si saprebbe invero scoprire la sorgente di energia che mantiene il corpo mobile in continuata rotazione, senza ammettere l'intervento della conducibilità del liquido dielettrico o di un fenomeno di convezione.

Heidweiller, Boltzmann e Schweidler [1]), partendo dalla considerazione di un problema trattato da Hertz, mostrarono col ragionamento, con numerose esperienze e con calcoli applicati ai risultati di queste ultime, che sul fenomeno influisce la conducibilità dei dielettrici (liquido e solido) impiegati e che esso è dovuto ad un trasporto di cariche elettriche, le quali arrivando sul corpo mobile che abbia già ricevuto un impulso, danno origine a forze ostacolanti o cospiranti, a seconda del grado di conducibilità relativa dei due dielettrici. In base a considerazioni di questo genere, studiando le rotazioni, sia nei liquidi che nei gas, in campi elettrostatici costanti, fissi o ruotanti, riuscì, ad alcuni di questi fisici, di determinare la conducibilità dei dielettrici liquidi e dell'aria a vario grado di rarefazione. Il Graetz [2]), giunse pure a provare con questo metodo un aumento di conducibilità tanto dell'aria quanto dei dielettrici liquidi, sotto l'azione dei raggi Röntgen.

1) A. Heydweiller. Ueber Rotationem ecc. ecc. Beiblätter zu den Wied. Ann. vol. 21, pag. 529, 1897. — L. Boltzmann. Ueber Rotationen ecc., Wied. Ann. vol. 60, pag. 399, 1897. — E. R. Schweidler. Ueber ecc. Beiblätter, vol. 22, pag. 107, 1898. — A. Heydweiller. Ueber bewegte Körper im elektrischen Felde und über die elektrische Leitfähigkeit der atmosphärischen Luft. Wied. Ann., vol. 69, pag. 531, 1899.

2) L. Graetz. Ueber die Quincke'schen Rotationen im elektrischen Feld. Drude's Annalen, vol. 1, p. 530, 1900.

Io ho rivolta da vario tempo l' attenzione ai movimenti, talvolta violentissimi, che si osservano nei liquidi coibenti, sotto l' azione di conduttori portati ad elevata differenza di potenziale; e modificando variamente le condizioni di esperienza sono riuscito ad ottenere dei movimenti regolari, assai sorprendenti, che meritano di essere presi in considerazione.

Il fenomeno di rotazione dei liquidi, da me studiato nel corso dell' anno, per quanto mi risulta, non è stato osservato da altri. Di esso non trovai traccia nei lavori molto estesi del Quincke e del Lehmann [1].

Rotazione dei dielettrici liquidi.

Nelle mie osservazioni ho sempre impiegato una grande macchina elettrostatica Holtz-Righi a quattro dischi; ed in generale ho sperimentato su masse relativamente grandi di liquido dielettrico (circa tre litri).

Questo era contenuto in una vaschetta di vetro del diametro di 32 cm. (fig. 1). Nei due fori *o*, *o'*, di questa ho masticiati due conduttori di ottone, spalmati con un grosso strato di ceralacca e terminanti colle sfere *s*, *s'*. I loro estremi interni, che sono a pari colla superficie interna della vaschetta, in *o* e *o'* sono muniti di cavità, nelle quali si insinuano gli elettrodi di varie forme: sfere, punte, ventagli di punte ecc. (fig. 2).

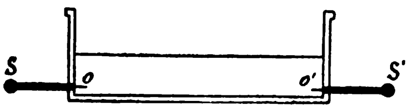


Fig. 1.

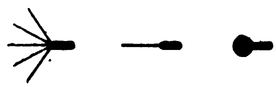


Fig. 2.

Appena i due conduttori sono posti in comunicazione coi poli della macchina in azione, il liquido, che nei primi istanti mostra movimenti irregolari, tumultuosi, assume ben presto un movimento di rotazione che rapidamente si accentua.

Il senso della rotazione del liquido è del tutto casuale. Difatti basta mettere inizialmente il liquido in movimento rota-

1) O. Lehmann. Die elektrischen Lichterscheinungen oder Entladungen bezeichnet als Glimmen, Büschel, ecc. ecc. Halle a. S. Verlag v. W. Knapp, 1898.

torio, con un mezzo meccanico qualsiasi, perchè facendo poi agire la macchina elettrostatica si veda immediatamente aumentare la velocità della rotazione, qualunque ne sia il segno. La rotazione elettrostatica si aggiunge dunque sempre a quella meccanica preesistente.

Il fenomeno di rotazione col grande apparecchio della fig. 1 si può avere anche colla piccola macchina Töpler-Voss. In questo caso la velocità di rotazione è però piccolissima.

Un' altra disposizione che serve a produrre la rotazione si ha collegando contemporaneamente ad un polo della macchina i due elettrodi diametrali S, S' della bacinella e di porre quello mobile, comunicante col secondo polo, nella parte centrale della bacinella stessa. Il fenomeno si ha senza distinzione di polarità; solo è da notare che al disopra e nelle vicinanze degli elettrodi si formano nel liquido, degli avvallamenti e dei sollevamenti irregolari, tumultuosi, e tutta la massa liquida ne rimane agitata. Dalle cavità che si formano vengono come aspirate delle bolle d' aria, che imprigionate nel liquido oscillano fra la superficie libera di esso e gli strati sottostanti. In questo movimento si scindono in bollicine minori, che portate in movimento dal liquido ruotante, continuano nella loro danza dall' alto al basso, con velocità ognora decrescente.

Studiando la rotazione prodotta nelle ultime condizioni, ho trovato che se si sostituisce alla punta centrale, un ventaglio di punte, la rotazione ed i movimenti ondosi si fanno più intensi, specialmente quando il ventaglio si trova col suo piano ad angolo retto col piano verticale passante per i due elettrodi diametrali. Qualche volta, quando questi piani coincidono, ho avuta la formazione di due vortici di segno opposto, provocanti due rotazioni indipendenti.

Per vedere fino a qual punto influiscano le pareti cilindriche della vaschetta, sul fenomeno di rotazione del dielettrico, ho prolungati i due elettrodi diametrali (isolati con tubo di vetro) in modo da avere le loro punte affacciate, a distanza relativamente piccola nella parte centrale del recipiente.

In queste condizioni si manifesta un movimento ondoso irregolare, ma senza rotazione; e ciò forse causa la grande

vicinanza delle due punte (10 cm. circa). Però appena si ripiegano all' insù le due punte, il fenomeno della rotazione rapida, della parte centrale della massa liquida, si presenta subito.

Se il livello del liquido supera di poco l' altezza delle due punte, al di sopra di esse si formano contemporaneamente dei getti di goccie piuttosto grosse.

Zampilli di liquido dielettrico provocati dalle punte..

L' esperienza ultima descritta mostra che tutti e due gli elettrodi a punta possono produrre la projezione di getti continui di goccioline. Non esiste dunque la differenza notata da Waha [1]), per la quale attorno al polo positivo soltanto si ottiene lo zampillo, mentre al di sopra del negativo si forma un avvallamento.

Il getto di goccioline si presenta in modo splendido colla benzina. Lo ho prodotto con un bicchiere, nel quale ho fissato un elettrodo, terminato a punta (ago da cucire), passante per un foro praticato nel centro del suo fondo.

Movimenti prodotti da altre disposizioni degli elettrodi.

Interessante è il comportamento del liquido dielettrico allorquando un elettrodo a punta è immerso nella parte centrale del vaso a rotazione, e l' altro è formato da una lamina cilindrica, aderente alle pareti, e tutta immersa nel liquido

Per piccole distanze esplosive dello spinterometro della macchina, e quindi per differenze di potenziale relativamente piccole, il petrolio si solleva a cono attorno all' ago dell' elettrodo centrale, mentre la rimanente parte superficiale del liquido pare improvvisamente respinta verso gli orli del vaso. Tutt' attorno alla parete libera di questo, il liquido si solleva violentemente sotto forma di un velo irregolare le cui parti sembrano in lotta pure violenta, analoga a quella dei veli liquidi sui quali si producano rapide variazioni di tensione superficiale. Ad ogni scarica fra i poli della Holtz, il liquido

1) O. Lehmann. Op. cit., p. 61.

si abbassa, riprendendo per un istante la sua forma di equilibrio.

Aumentando la distanza esplosiva sino ad 80 mm., i fenomeni descritti si accentuano in modo straordinario ed oltre a ciò tutta la massa liquida subisce come delle pulsazioni, costituite da forti sollevamenti ed abbassamenti periodici.

Il fenomeno del movimento ondoso (pulsazioni), il forte sobbollimento del liquido, e la sua ascensione lungo gli orli della bacinella di vetro, si manifestano anche se quest' ultima viene sostituita con una bacinella di metallo, che si faccia funzionare essa stessa da secondo elettrodo.

Velocità di rotazione del petrolio e della benzina.

Ho determinato la velocità di rotazione di questi due liquidi in condizioni molto diverse di esperienza.

Siccome nel corso delle esperienze trovai una grande variabilità di risultati, ho cercato di ripetere le misurazioni molte volte, sia in uno stesso giorno, sia in giorni differenti. Così ho potuto assicurarmi che *appena montato l'apparecchio si manifesta nel liquido una massima velocità di rotazione, la quale gradatamente diminuisce, raggiungendo presto un valore invariabile.*

Ecco i risultati che dimostrano l' influenza della forma degli elettrodi, sulla velocità di rotazione, quando l' apparecchio ha raggiunto le condizioni di costanza ed impiegando del petrolio russo, marca « Adriatico » avente a 0° la densità 0,8342, con una distanza esplosiva di 80 mm.

Elettrodi +	—	Velocità in giri per min.
Ventaglio di punte	Ventaglio di punte	40
Ventaglio di punte	Punta	40
Punta	Ventaglio di punte	37
Punta	Punta	30
Punta	Sfera	14
Sfera	Punta	11
Sfera	Sfera	8.

Questi numeri mostrano che l' influenza della forma degli elettrodi si fa sentire specialmente su quello positivo; e si manifesta nel senso che la velocità di rotazione cresce al migliorare delle condizioni che facilitano il fenomeno di convezione elettrica nella massa liquida.

Ho determinato anche l' influenza della grandezza della massa liquida ruotante, sulla velocità di rotazione. Ecco i risultati di due prove fatte sopra petrolio americano, marca «Splendor», densità a 0° 0,7998, con distanza esplosiva di 80 mm. e con elettrodi a punta.

3 litri	velocità 33 giri per min.
5 »	15 » »

Non ho trascurato di stabilire l' influenza della differenza di potenziale (misurata al solito colla distanza esplosiva) sulla rotazione dei liquidi. Per le piccole differenze di potenziale la influenza è molto forte; ma quando si raggiunge la distanza esplosiva di 80 mm., sembra che la velocità muti insensibilmente all' aumentare di quella. Ecco i risultati ottenuti impiegando gli elettrodi a punta:

Distanza esplosiva	Velocità in giri p. m.
100 mm.	30
80	30
60	25
40	22
20	9

Poco differenti da questi sono i risultati ottenuti colla benzina del commercio, avente la densità 0,7305 a 0°.

Distanza esplosiva	Velocità in giri p. m.
80 mm.	32
50	23
40	20
30	9

La velocità di rotazione della benzina, a parità di massa (litri 3) e di distanza esplosiva, non è dunque sensibilmente diversa da quella del petrolio.

Per quanto si riferisce alla influenza degli elettrodi, anche per questo liquido, ho ottenuto risultati analoghi a quelli avuti col petrolio.

Distribuzione del potenziale nella massa di liquido rotante e nell' aria sovrastante.

Coll' impiego di una sonda portata da opportuno sostegno isolato e col mezzo di un elettrometro di Braun, ho esplorato la distribuzione del potenziale nella massa ruotante.

La figura 3 dà anzitutto la distribuzione che ho riscontrata nell' aria sovrastante al petrolio (in grande vicinanza

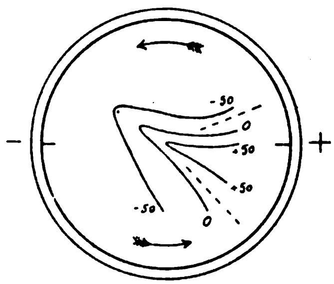


Fig. 8

della superficie) che ruota in modo uniforme sotto una differenza di potenziale mantenuta costante, regolando l' azione della macchina elettrica in modo che un elettrometro di Henley conservasse una determinata deviazione. Le frecce indicano il senso della rotazione del petrolio ; i numeri le deviazioni dell' elettrometro di Braun nel quale, secondo i risultati di un accurato campionamento, la massima deviazione di 50 divisioni, corrisponde a circa 6000 Volt.

Come mostrano le curve equipotenziali, il campo negativo predomina sul positivo, il quale è molto limitato e si insinua a cuneo nella parte che appare elettrizzata negativamente.

Ho ripetute le misurazioni colla punta immersa nel petrolio alla profondità di 5 mm., mentre il petrolio ruotava sotto la differenza di potenziale corrispondente a 60 mm. di

distanza esplosiva e tenendo la sonda in comunicazione col disco di un condensatore ad aria, l'altro essendo collegato coll'elettrometro Braun. Il confine dei due campi ottenuto nelle nuove condizioni è rappresentato sulla figura 3 colle due linee tratteggiate.

Con altre misurazioni fatte per distanza esplosiva di 80 mm. impiegando l'elettrometro coll'intercalazione del condensatore, ho avuto la distribuzione della fig. 4.

Una esplorazione più minuta, estesa alla zona positiva, ha confermato i risultati delle prime misure.

La distribuzione anormale che mi è risultata con queste misurazioni, mi ha fatto ritenere che la elettricità positiva possa scorrere in grande parte fra il petrolio e le pareti della bacinella. Per verificare questa supposizione ho ripiegata orizzontalmente la punta p della sonda, in modo da poterla portare contro le pareti, ed ho eseguito la esplorazione tenendo

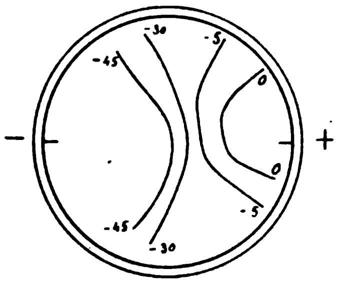


Fig. 4.

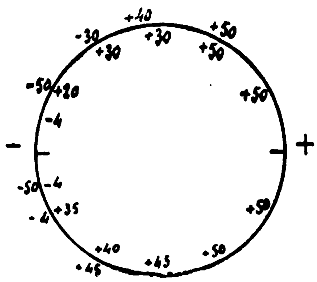


Fig. 5.

immersa la punta stessa nel petrolio, ad un livello di 5 mm. più alto di quello dei due elettrodi della bacinella. Per una distanza esplosiva di 40 mm., impiegando il Braun senza condensatore, mi risultò la distribuzione rappresentata nella figura 5, mediante i numeri segnati nella parte interna del circolo. Tale distribuzione comprova la mia ipotesi. In corrispondenza ai due elettrodi il valore del potenziale assunto dalla sonda era tale da non potersi misurare coll'elettrometro.

Per una distanza esplosiva di 80 mm., ho trovato una maggiore estensione della zona negativa. La distribuzione del po-

tenziale in queste ultime condizioni è indicata sulla figura dai numeri esterni.

Comportamento delle polveri sospese.

Per mettere in evidenza nei suoi minuti particolari il fenomeno di rotazione dei liquidi dielettrici, ho pensato di portare in seno a questi delle polveri finissime coibenti o conduttrici. Ricorsi all' uopo allo zolfo, al licopodio ed alla grafite.

Queste polveri, nei vari casi, precipitano rapidamente sulle pareti laterali, oppure si agglomerano in forma di minutissimi fiocchi o di filamenti, presentando notevoli particolarità, per le quali si rimanda alla memoria originale.

Rotazione dei gas.

In un bottiglione cilindrico alto 57 cm., largo 34 cm., ho praticato a metà altezza due fori opposti, che permettono l'introduzione delle sfere terminali (diametro 4 cm.) di due grossi conduttori coperti con tubo di vetro e collegati alla macchina. Se, dopo qualche tempo dacchè la Holtz funziona, si fanno arrivare nell' interno del recipiente dei fumi di cloruro di ammonio, essi mostrano immediatamente che l' aria è dotata di rapido movimento vorticoso.

Il biancofumo si agglomera subito in fiocchi lievissimi che vengono costantemente travolti dal turbine e solo gradatamente si depositano sopra le pareti del recipiente, disponendosi in linee che hanno un andamento analogo a quello delle linee di forza di un campo. Lungo queste linee il raggruppamento dei fiocchi è del tutto analogo a quello della limatura di ferro negli spettri magnetici.

Sui due elettrodi si deposita pure il cloruro d' ammonio; in modo uniforme sull' elettrodo positivo; a grumi isolati sul negativo.

Sul vetro, tutto attorno ai due elettrodi, il biancofumo si precipita pure in modo diverso; attorno al positivo sotto forma raggiata; attorno al negativo a zone grossolanamente circolari.

Sebbene in modo meno regolare, il fenomeno di rotazione anzi descritto, si ottiene facendo arrivare nell' interno di un

bottiglione, attraverso al collo, due conduttori isolati, che poi si fanno comunicare colla macchina.

Analogamente se si fa arrivare fra i grossi conduttori terminanti a sfera, sopra impiegati, tenuti distanti fra loro (senza il bottiglione) un getto verticale di biancofumo, si vede questo avvolgersi ad elica irregolare, indicando così l'esistenza di un movimento rotatorio dell'aria frapposta agli elettrodi.

Durante quest'ultima esperienza è bello osservare il manifestarsi di speciali pulsazioni nella nebbia di biancofumo (che dopo qualche tempo si trova diffusa nell'aria), ad ogni scarica della macchina. Il fenomeno è certamente causato dalla improvvisa variazione dell'esteso campo elettrostatico provocato dai lunghi e grossi conduttori impiegati per poter operare ad una tale distanza dalla macchina, in modo che su essa non arrivi e si precipiti molto presto il biancofumo.

Rotazione dei corpi solidi.

La rotazione dei coibenti solidi, sotto l'influenza dell'effluvio elettrico delle punte, è fatto conosciuto. Esistono degli apparecchi, ad uso di scuola, fondati su tale principio. Un cilindro di vetro può ruotare allorquando è posto fra due pettini collegati ai poli della macchina di Holtz. Il cilindro si comporta allora come il disco mobile di una Holtz, impiegata per mostrare la reversibilità delle macchine ad influenza.

Questo modo di rotazione si può avere anche fra due elettrodi a sfera o a disco.

Io ho eseguito l'esperienza con un cilindro di vetro dell'altezza di 17 cm., del diametro di 11 cm. e del peso di 189 g., sostenuto verticalmente mediante un lungo asse di vetro, appoggiante con punte di acciajo su due cuscinetti conici di vetro.

Portato fra le due sfere dei soliti conduttori, dopo breve azione della macchina, esso acquista una velocità di rotazione straordinaria.

Padova. Istituto di Fisica della R. Università
Dicembre 1901.

LIBRI NUOVI

LEÇONS SUR LA THEORIE DES GAZ,

di L. BOLTZMANN.

Traduzione francese di A. GALLOTTI.

(Parigi, Gauthier-Villars. 1902).

Si sa che la teoria molecolare dei gas è stata immaginata più di un secolo e mezzo fa, e che è stata adottata da molti fisici. Ma per molto tempo si considerò soltanto come capace di fornire una spiegazione più o meno semplice dei fenomeni osservati nei gas, per mezzo di alcune ipotesi arbitrarie sulla costituzione delle molecole e sulle loro azioni scambievoli.

Ben diverso è il metodo di ricerca dei teorici moderni, fra i quali il Boltzmann occupa uno dei primi posti. Dalle ipotesi fatte da Maxwell, da Van der Waals e da altri, egli deduce, con metodi matematici rigorosi, il modo col quale devono comportarsi i fluidi riguardo alla diffusione, alla conduttività calorifica od elettrica, alla pressione, all' entropia ecc., e giunge a resultati che spesso concordano con quelli sperimentali. Proseguendo allora il suo studio per analogia egli deduce col calcolo, per casi non ancora sottoposti ad esperienze, altre conseguenze, alcune delle quali son poi state verificate sperimentalmente.

In diversi punti delle sue lezioni il Boltzmann insistè sopratutto nel far notare che non bisogna attribuire il valore di fatti reali alle ipotesi che formano il punto di partenza della teoria: egli anzi non ritiene nemmeno come provata l' esistenza delle molecole. La portata del suo metodo è differente: tal metodo, com' egli dice, è quello delle *analogie meccaniche*. Si rappresentano cioè matematicamente le proprietà conosciute con equazioni che corrispondono alla realtà, ed è logico di credere che le conseguenze matematiche di tali equazioni corrispondoranno pure a proprietà reali, quantunque tuttora igno-

rate. Lo sperimentatore potrà dunque in tal modo esser guidato a ricerche, di cui egli non avrebbe avuto affatto l' idea.

In questa prima parte della sua Opera, il Boltzmann tratta successivamente le tre ipotesi seguenti:

I. Le molecole sono sfere elastiche; non vi sono forze esterne, nè moti sensibili d' insieme;

II. Le molecole sono centri di forza; caso delle forze esterne e dei moti d' insieme sensibili;

III. Le molecole si respingono con una forza inversamente proporzionale alla quinta potenza della loro distanza.

Altre ipotesi, in particolare quella di Van der Waals relativa alla forza di coesione, saranno studiate nel secondo volume, di cui è già in preparazione la traduzione.

Questo volume contiene una prefazione e delle note di M. Brillouin, in cui questi, inspirandosi ai più recenti lavori e alle sue opinioni personali, discute differenti punti della teoria di Boltzmann.

KONSTRUKTIONSTAFELN FÜR DEN DYNAMOBAU,

di E. ARNOLD.

(Ferdinand Enke, Stuttgart, 1902).

Questa pregevolissima pubblicazione che riuscirà di somma utilità ai costruttori, agli elettrotecnici e agli studiosi delle applicazioni elettriche è divisa in due parti.

La prima contiene, in 31 tavole, i disegni di 41 macchine a corrente continua, da 3,5 a 1000 K W; le rimanenti 39 tavole portano i più importanti dettagli per la loro costruzione.

La seconda parte contiene i disegni di 29 generatori da 20 a 1500 K W, di 7 alternatori, 13 motori asincroni e 8 trasformatori, come pure 9 tavole che si riferiscono ai dettagli della loro costruzione e disposizione.

I disegni di queste tavole rappresentano una scelta fatta in un gran numero di costruzioni di fabbriche rinomate tedesche, francesi, belghe, austriache, ungheresi e russe, per modo che quest' opera dà una chiara immagine dello stato attuale delle costruzioni delle macchine elettriche.

Di quasi tutte le macchine sono indicate le dimensioni principali e i dati esatti degli avvolgimenti; e i resultati dei calcoli relativi sono chiaramente riuniti in una tabella.

A tutti i disegni è unita la scala di proporzione e le parti più importanti sono rappresentate in sezione. Da un copioso indice apparisce la ricchezza e l'importanza che il materiale ha per ciascun costruttore.

In fine è riportata una tavola in scala ridotta.

I TRASFORMATORI A CORRENTE ALTERNATA MONOFASE E TRIFASE,

di GISBERT KAPP.

Traduzione di R. LUZZATTI *e* U. RUSSI.

(Torino, Unione Tipografico Edit., 1901).

L'importanza che hanno i trasformatori nelle industrie elettriche ne rende sempre più necessario lo studio; e il libro del Kapp è uno dei migliori su tale soggetto. In esso, dopo aver definita la natura dei trasformatori ed averne stabilita la formula fondamentale, vengono studiate le perdite che si hanno nella trasformazione, sia per l'isteresi del ferro, sia per le correnti parassite. Nello studio dell'isteresi è tenuto conto della influenza che sulle perdite hanno la forma della curva della tensione e la forma dei nuclei e dei rocchetti. Le curve che rappresentano tali perdite son quelle che sono state ottenute pei migliori materiali ora in uso. Notevoli sono i capitoli nei quali si trattano le regole per la costruzione delle singole parti del trasformatore, che son sempre illustrate da opportuni esempi pratici. In questo libro, che è la traduzione della seconda edizione tedesca, sono stati aggiunti il calcolo *a priori* della caduta induttiva di tensione e il concetto dell'eccitazione trasportata. Tale concetto, quantunque non indispensabile per la ricerca delle condizioni in cui lavora un trasformatore, costituisce il legame logico fra i soliti diagrammi di lavoro dei trasformatori e il diagramma circolare ideato da Heyland per i motori asincroni.

Gli ultimi capitoli trattano del modo di adoperare gli strumenti di misura, sia per la determinazione dell' energia, sia per le prove delle lamiere; indicano le disposizioni di sicurezza dei trasformatori, il loro uso, i calcoli relativi ai loro circuiti e la risonanza fra primario e secondario; e dànno finalmente descrizioni ed illustrazioni utilissime dei tipi più comuni di trasformatori.

A. STEFANINI.

EINLEITUNG IN DIE HÖHERE MATHEMATISCHE PHYSIK.

D.r B. WEINSTEIN.

(Berlino. Ferd. Dümmlers, 1901).

Il carattere speciale di questo libro fa sì che, non ostante che oggi si abbiano numerosi e preziosi trattati di Fisica matematica, esso debba riuscire ben accolto dagli studiosi e dai professori di fisica. Limitandosi l' illustre Autore ad esporre i processi più esatti coi quali si possono stabilire i risultati fondamentali di ciascuna teoria e lasciando da parte gli sviluppi meno importanti, che conducono a casi speciali o non hanno una base sicura, ha potuto in pochissime pagine (400) dare agli studiosi il mezzo di esaminare col sussidio delle matematiche lo stato attuale della fisica. A pregio dell' Opera si nota che l' Autore insiste a lungo sui concetti fondamentali che servono alle singole teorie; ai medesimi consacra anzi una prima parte del trattato. Nelle altre quattro parti son trattati successivamente la meccanica, l' acustica ed ottica, il calorico, l' elettricità e il magnetismo.

F. MACCARRONE.

HISTOIRE DES MATHÉMATIQUES DANS L'ANTIQUITÉ ET LE MOYEN AGE.

H. G. ZEUTEN.

Traduit par JEAN MASCART.

(Paris, Gauthier-Villars, 1902).

Questa storia della matematica non è come tante altre una raccolta di biografie dei più illustri cultori di questa scienza, chè anzi, conformemente alle sapienti mire dell'Autore, si deve

rilevare che in essa è stata persino evitata l'inutile massa di dettagli storici, diretti a stabilire chi è stato il primo a scoprire tale o tale altro teorema o a preconizzare tale o tal altro metodo. L'A. preferisce piuttosto che gli studiosi apprezzino esattamente le forme sotto le quali verità o metodi si manifestarono nelle varie epoche e quali applicazioni ne furono fatte. Così partendo dalle origini espone le successive evoluzioni che i medesimi hanno subito fino a quando non hanno preso la fisonomia attuale. Più dei tre quarti dell'Opera sono consacrati alla storia delle matematiche presso i greci, con speciale riguardo all'esame dei libri di Euclide. Il resto tratta delle matematiche presso gli indiani e delle matematiche nel medio evo.

Questa preziosa pubblicazione, già tradotta dal danese in tedesco, è stata nella nuova edizione francese ricorretta dall'Autore e corredata di notevoli aggiunte sull'edizione primitiva danese. F. MACCARRONE.

RIVISTA

Journal de Physique. T. 1, serie, 4ª. Gennaio e Febbraio 1902.

BLONDLOT R. *Sopra un metodo atto a svelare piccolissime cariche elettriche* (pp. 5-8). — L'A. dà la descrizione di un elettroscopio o elettrometro idiostatico da lui costruito per studiare la carica, estremamente debole, di una lastra di ottone rettangolare delle dimensioni di cm. 1,3 $\times$ 2,8, portata da un manico di paraffina attaccato nel mezzo di una delle due facce.

BLONDLOT R. *Sopra l'assenza dello spostamento elettrico nel caso del movimento di una massa d'aria in un campo magnetico; e sopra la non esistenza di un'azione di un tal campo sopra una massa d'aria che è la sede di una corrente di spostamento* (pp. 8-13). — Le teorie che Hertz da una parte e H. A. Lorentz dall'altra hanno dato dell'elettrodinamica per i corpi in movimento affermano che quando in un campo magnetico si fa muovere una massa isolante normalmente alle linee di forza del campo, si produce in questa massa un movimento analogo a quello di cui Faraday e Maxwell ammettono l'esistenza nel dielettrico di un con-

densatore. Però queste due teorie non gli assegnano lo stesso valore. Lo spostamento di Lorentz è uguale a quello di Hertz, moltiplicato pel fattore $\frac{K - K_0}{K}$, dove K rappresenta il potere induttore specifico del dielettrico in movimento e K_0 quello del vuoto. Resulta che quando il dielettrico in movimento è l'aria, secondo Lorentz, lo spostamento deve essere nullo invece di avere un valore finito come indica la teoria di Hertz.

L'A. ha intrapreso uno studio sperimentale per decidere tra le due teorie.

Per descrivere il metodo impiegato, consideriamo un sistema di coordinate ortogonali di cui supponiamo l'asse OZ verticale. Un campo magnetico uniforme ha le sue linee di forza diretta parallelamente ad OX e nello stesso senso; d'altra parte una corrente d'aria è lanciata nel campo nella direzione e nel senso di OZ.

Per la regola di Fleming, resulta da questo movimento una f. e. m. nella direzione e nel senso delle *y* negative. Immaginiamo ora di aver disposto nel campo un condensatore costituito di due lastre metalliche parallele a XOZ e congiunte tra loro con un filo metallico. Se l'aria in movimento che costituisce il dielettrico di un tal condensatore è la sede di uno spostamento elettrico, ciascuna sezione del filo sarà attraversata da una quantità di elettricità uguale allo spostamento e le armature saranno cariche l'una positivamente, l'altra negativamente essendo allo stesso potenziale. Se si toglie la comunicazione tra le due armature, resteranno ambedue cariche. Sono appunto queste cariche di cui l'A. si è proposto di verificare l'esistenza, con un dispositivo rispondente in tutto a ciò che è stato detto prima. La conclusione invariabile delle esperienze è che nell'aria lo spostamento non esiste: il che è contrario alla teoria di Hertz e conforme a quella di H. A. Lorentz.

L'A. discute quindi se una massa d'aria, che è la sede di un movimento elettrico, non subisca alcuna azione da un campo magnetico e conclude che, non essendovi tale azione, una corrente di movimento non esercita alcuna azione magnetica.

Curie P. e Sagnac G. *Elettrizzazione negativa dei raggi secondari generati dalla trasformazione dei raggi X* (pp. 13-21). — Il debole potere di penetrazione dei raggi secondari dei metalli pesanti fa pensare ai raggi catodici di Lenard, i quali possono solo percorrere qualche centimetro nell'aria atmosferica, dove sono energicamente diffusi. Da tale analogia gli A. sono stati indotti a ricercare se i raggi secondarii, che sono fortemente assorbiti

dall'aria, trasportino con sè cariche elettriche negative, ed hanno sperimentato tanto alla pressione atmosferica, quanto a pressioni sempre più deboli (fino a mm. 0,001 di mercurio) facendo anche variare la natura dei metalli.

L'insieme dei fatti osservati conduce a pensare che l'emissione elettrica secondaria dei metalli pesanti possiede proprietà analoghe a quelle dei raggi catodici e dei raggi deviabili del radio: le cariche elettriche negative dei raggi sono capaci di dissociare l'elettricità neutra delle particelle dei gas in quantità di elettricità positiva e negativa, considerevolmente superiori alla quantità di elettricità negativa dei raggi almeno finchè il gas studiato non è troppo rarefatto.

Bouasse H. *Sopra le piccole oscillazioni di torsione* (pp. 21-33).

Mercanton P. L. *Sopra l'energia dissipata nei dielettrici sottoposti a campi alternativi* (pp. 33-39). — È noto che in un campo elettrico alternativo, la maggior parte dei dielettrici sono la sede di una dissipazione di energia; ma le leggi di tale fenomeno sono ancora molto imperfettamente conosciute.

L'A. si è anzitutto proposto di ricercare come varii la dissipazione d'energia colla natura del dielettrico, incorporando a della paraffina molto pura dei corpi conduttori, isolanti, e mediocri conduttori ed ha trovato che la perdita è inapprezzabile: similmente è nulla per l'olio di vasellina puro, ma è notevole se vi si stempera il 5,9 % di nero fumo.

Tra i solidi che mostrarono una viscosità sensibile è la celluloide e, non sempre, il vetro. Avendo studiato l'influenza delle azioni meccaniche, nel caso presente vibrazioni date da un diapason, l'A. ottenne, per le mescolanze considerate, resultato negativo.

Boussinesq J. *Fenomeni di convezione calorifica posti in equazione e cenno sopra il potere raffreddante dei fluidi* (pp. 65-71).

Boussinesq J. *Sopra il potere raffreddante di una corrente liquida o gassosa* (pp. 71-75).

Hemsalech G. A. *La costituzione della scintilla elettrica* (pp. 76-90). — Quando una scintilla scocca tra due elettrodi metallici qualsiasi, l'esame spettroscopico ci mostra che le righe dovute al metallo non sono visibili soltanto presso gli elettrodi, ma che spesso vanno da un polo all'altro. Il vapore metallico ha quindi dovuto percorrere lo spazio tra i due elettrodi con una certa velocità e la misura di questa velocità, per i diversi metalli e per le diverse righe di essi, fu lo scopo delle ricerche di Schuster

ed Hemsalech stesso, il quale ora analizza i resultati. Invece di adoprare per l'analisi delle scintille il metodo di Feddersen, fu impiegato, con alcune modificazioni, quello di Dixon consistente nel fotografare la scintilla sopra una pellicola mobile, dopo averne ottenuto lo spettro con un prisma.

Gli elementi necessari al calcolo della velocità delle particelle venivano forniti dalle misure fatte sopra le fotografie.

I migliori risultati furono ottenuti collo zinco, che perciò fu scelto per lo studio in condizioni diverse, facendo variare la capacità del condensatore e la distanza esplosiva. Nello spettro dello zinco ottenuto quando la pellicola si spostava colla velocità di 100 metri al secondo, le righe dell'aria son diritte, le righe metalliche son curvate e allargate: ne risulta che i vapori metallici restano luminosi per un tempo maggiore dell'aria e che le particelle sono proiettate dagli elettrodi con una velocità misurabile.

Un resultato che gioverebbe confermare è che, per una distanza esplosiva di 5 millimetri, le velocità sono maggiori per piccole che per grandi capacità. Per la distanza esplosiva di un centimetro i numeri ottenuti non dànno una differenza decisiva dovuta alla capacità; così, per la capacità di sei bottiglie di Leyda, la lunghezza della scintilla non sembra influire sul resultato. L'A. riporta quindi una tabella in cui si trovano le velocità medie ottenute per i diversi metalli: paragonando tra loro tali resultati ci si può domandare se esista una relazione tra le velocità e i pesi atomici: l'A. può solamente concludere che i metalli di pesi atomici minori dànno le velocità maggiori e per la discussione dei resultati rinvia alla memoria originale [1]).

Se sopra la pellicola mobile si fa cadere l'immagine di una scintilla non decomposta dal prisma, si costata che l'immagine del tratto luminoso resta immobile, mentre l'immagine dell'aureola è allungata considerevolmente verso il centro della scintilla. Le oscillazioni sono visibili solamente quando si interponga tra la pellicola e la scintilla un collimatore provvisto di fenditura.

Una scintilla si produce nella maniera seguente: quando lo strato di aria posto tra gli elettrodi viene attraversato dalla scarica, l'aria circostante è resa incandescente e dà luogo al tratto luminoso: subito dopo, lo spazio compreso tra gli elettrodi si riempie del vapore metallico prodotto e trasportato dalla scarica iniziale e dà luogo all'aureola.

Se si inserisce nel circuito un rocchetto di autoinduzione variabile senza nucleo metallico, si osserva che, aumentando l'auto-

1) A. Schuster e G. Hemsalech. Phil. Trans., t. 193, pp. 189-213, 1899.

induzione, la forma dell' aureola diviene sempre più regolare e il tratto luminoso sempre più debole, dimodochè la scintilla sembra unicamente formata del vapore metallico incandescente.

Anche la natura del metallo degli elettrodi sembra influire sulla forma e sullo splendore della scintilla.

Introducendo nel rocchetto di autoinduzione un nucleo di ferro, le oscillazioni della scarica son distrutte. L'A. ha mostrato che in tale azione ha parte solamente la superficie del nucleo, sostituendolo con un tubo sottile dello stesso diametro ed osservando che l' azione è anche più energica che col nucleo: adoperando invece un tubo di rame si ottiene lo stesso effetto ma indebolito: ne risulta che la soppressione delle oscillazioni dipende da due cause: il magnetismo del ferro e le correnti di Foucault. Pel ferro queste due cause si sommano, pel rame intervengono solo le correnti di Foucault.

Maurain Ch. *Sopra un' azione magnetizzante di contatto e il suo raggio di attività* (pp. 90-100). — In un lavoro recente [1]) l'A. ha studiato la magnetizzazione acquistata dai depositi elettrolitici di ferro ottenuti in un campo magnetico e le proprietà di tali depositi, ed ha osservato che quando il deposito è fatto sopra un elettrodo di ferro preventivamente magnetizzato, questo esercita sugli strati un' azione tale da far loro acquistare una forte magnetizzazione dello stesso senso di quella dell' elettrodo. Questa azione magnetizzante è tanto attiva che se il deposito si effettua in un campo magnetico contrario alla magnetizzazione dell' elettrodo, la sua azione prevale su quella del campo.

È questa un' azione molecolare paragonabile a quelle che producono i fenomeni capillari o anche a quelle che agiscono nell' accrescimento dei cristalli. Nel lavoro presente l' A. studia l' azione in parola e come essa varii quando invece di effettuare il deposito di ferro direttamente sopra l' elettrodo magnetizzato, si ricopre prima questo di sottili strati di un metallo non magnetico.

Camichel e Mandoul. *Esperienze spettrofotometriche sopra la pelle* (pp. 101-105). — L' esperienze, dopo essere state tentate adoprando pelle di rana, di lucertola e di pesce, sono state infine eseguite sulla pelle della regione cervicale della gallina faraona. I resultati ottenuti portano alle conclusioni seguenti:

La pelle studiata è identica nella costituzione fisica al nero fumo.

1) Journ. de Phys., 3. serie, t. 10, p. 123-135, 1901 e Ecl. Elec., t. 26, p. 212-222, 1901.

La pelle assorbe molto rapidamente le radiazioni coll'aumentare della loro rifrangibilità: lascia sopra tutto passare le radiazioni meno refrangibili, che sono utili all'organismo ed elimina le radiazioni più refrangibili che sono nocive.

BAKKER G. *Teoria della capillarità* [1]) - III Memoria (pp. 105-115).

RAVEAU C. *Sopra la storia dei processi messi in opera da Foucault per lo studio degli specchi e degli obiettivi* (pp. 115-116).

M. ALLEGRETTI.

The Physical Review.

Vol. XIII, Settembre a Dicembre 1901.

NICHOLS E. L. *Radiazione visibile del carbone* - II (pp. 129-144). — In questa seconda parte [2]) l'A. riporta le misure eseguite le quali mostrano un fatto inaspettato: al di sopra di 1100° C. l'energia nel giallo dello spettro del carbone, che al crescere della temperatura era andata aumentando con una rapidità relativamente maggiore che agli estremi rosso e bleu, diviene grandissima. La radiazione di aste di carbone presenta una legge di distribuzione molto complicata e una specie di radiazione selettiva rende impossibile lo stabilire una relazione semplice fra la curva di distribuzione e la temperatura.

NORTHWAY M. J. e MACKENZIE A. S. *Sul periodo di un'asta vibrante in un liquido* (pp. 145-164). — Si trova che l'intervallo di abbassamento, cioè il rapporto fra il periodo di vibrazione nell'aria e quello in un liquido, per un'asta di data sezione trasversale è indipendente dalla lunghezza, ed è quasi lo stesso pel bronzo che per l'acciaio; per aste di data larghezza è inversamente proporzionale alla grossezza e per quelle di data grossezza è direttamente proporzionale alla larghezza; aumenta quasi proporzionalmente alla densità del mezzo ed è poco influenzato dalla viscosità del mezzo.

FRANKLIN W. S. *Il teorema del Poynting e la distribuzione del campo elettrico all'interno e al di fuori di un conduttore percorso da corrente elettrica* (pp. 165-181).

ATKINS M. D. *Polarizzazione e resistenza interna di pile elettrolitiche* - II (pp. 182-192). — Le conclusioni principali a cui giunge l'A. sono:

1) Per la 2. memoria v. Journ. de Phys., 3. serie, t 9, p. 394, 1900.

2) Per la prima vedi N. Cimento Novembre-Dicembre 1901 in cui, a pag. 367-368, si trovano anche ricordate le memorie comparse nel n.° di Agosto di questa Rivista.

Elettrodi di rame in solfato di rame e zinco (amalgamato) in solfato di zinco collocati di fresco nelle loro respettive soluzioni danno, con varie correnti, delle curve completamente sodisfatte dalla formula della forma Bartoli-Wiedeburg e dalle equazioni che ne derivano. Con tali elettrodi perciò la resistenza interna è costante.

Elettrodi di argento in nitrato di argento e zinco in solfato di zinco in media danno delle curve soddisfatte da tale formula, mentre elettrodi di platino (levigato) in acido solforico danno risultati diversi.

Gli elettrodi di tutti questi metalli nelle loro respettive soluzioni mostrano un sensibile aumento nella loro resistenza apparente, ma non nella reale.

Nutting P. G. *Riflessione metallica delle radiazioni ultraviolette* (pp. 193-202). — Il metodo adottato in queste ricerche è puramente fotografico: la intensità della radiazione è ritenuta inversamente proporzionale al tempo necessario a portare due pose alla stessa densità. La sorgente delle radiazioni è la scintilla di un rocchetto che avviene fra due elettrodi formati di una lega di due parti di alluminio per una di zinco. Sono riportati gli spettri riflessi da varie sostanze.

Pender H. *Sull' effetto magnetico della convezione elettrica* (pp. 203-233). — Vedi *Nuovo Cimento*, Ottobre 1901, p. 241.

Benton J. R. *Influenza della trazione sulla elasticità dei fili di rame* (pp. 234-245). — I resultati a cui si giunge sono:

Se un filo di rame è prima temperato col riscaldarlo elettricamente fino al rosso e poi stirato, il suo modulo di rigidità decresce, e il modulo di Joung aumenta.

Ogni successiva trazione produce una diminuzione del primo ed un aumento del secondo modulo; le loro variazioni divengono però sempre minori.

Se il filo è temperato dopo una successione di trazioni il modulo di rigidità ritorna ad un valore molto più grande del primitivo, e quello di Joung ad un valore molto più piccolo.

Moore B E. *Spettro di assorbimento dell' idrato ferrico colloidale* (pp. 246-249).

Duane W. *Misura assoluta di auto-induzione* (pp. 260-252).

Stewart G. W. *Distribuzione dell' energia nello spettro della fiamma di acetilene* (pp. 257-282). — Mediante uno spettrometro a specchi e a prisma di florite e un radiometro Nichols l'A. studia la distribuzione dell' energia negli spettri forniti da una fiamma cilindrica, da una piana e da un bruciatore Bunsen.

Barus C. *Assettamento temporaneo associato con la magnetizzazione* (pp. 283-306). — In alcuni suoi precedenti studi l'A. giunse alla conclusione che se le deformazioni prodotte in un metallo dai cambiamenti fisici di configurazione molecolare è detta viscosità, questa entra essenzialmente nella magnetostrizione.

Nella presente memoria vengono riferite nuove esperienze eseguite su di un filo di ferro assoggettato a torsione e ad un campo magnetico, e sono riportati i numerosi risultati avuti che confermano il fatto.

Nichols E. F. e Hull G. F. *Comunicazione preliminare sulla pressione delle radiazioni calorifiche e luminose* (pp. 307-320). — Nelle esperienze fin qui eseguite su questo argomento l'azione disturbatrice del gas, che non può del tutto togliersi dallo spazio che circonda il corpo su cui cade la radiazione ha impedito ogni risultato certo. Gli A. cominciano dall'osservare che in vari modi si può conseguire una parziale eliminazione dell'effetto dovuto al gas. Anzitutto la superficie che riceve la radiazione di cui vuol misurarsi la pressione dev'essere il più possibile un perfetto riflettore; deve poi cercarsi la pressione del gas più propizia. L'apparecchio per la misura della pressione deve portare due superfici uguali, simmetriche rispetto all'asse di rotazione e disposte in modo che le forze dovute alla radiazione e all'azione del gas abbiano su di un lato segno uguale, ma sull'altro segno opposto.

Di più la pressione della radiazione raggiunge istantaneamente il suo massimo, mentre l'azione del gas parte da zero e cresce col tempo.

In questa prima nota è descritta la bilancia di torsione e il bolometro adoprati, la disposizione degli apparecchi e il metodo di osservazione.

Rutherford E. *Scarica di elettricità dal platino rovente e velocità degli ioni* (pp. 321-344). — Scopo di questa ricerca è di provare la validità di alcuni risultati ottenuti da considerazioni teoriche sulla conduttività dei gas quando la ionizzazione è limitata principalmente alla superficie di un elettrodo. Una foglia di platino portata al calor rosso da una corrente elettrica forma due superfici fortemente ionizzate davanti alle quali si trova una lamina di rame in comunicazione con un galvanometro che accusa una corrente se la foglia vien portata ad un certo potenziale. Molte esperienze sono eseguite in condizioni diverse. Per vedere se la velocità degli ioni, calcolata in base ai risultati delle esperienze fatte, può rappresentare veramente la loro velocità media attraverso il gas, viene direttamente determinata tale velocità e

si trova che per gli ioni positivi generati dal platino rovente essa non è costante per date condizioni, che cresce al crescere della temperatura del gas attraversato e che la formula teorica trovata dà un valore troppo piccolo.

Blaker E. *Confronto spettrofotometrico della intensità luminosa relativa del carbone a differenti temperature* (pp. 345-368). — Le numerose misure eseguite confermano i risultati ottenuti da E. L. Nichols (n.° di Settembre, p. 65).

Duane W. *Nota sugli elettrometri* (pp. 369-377). — L'A. dimostra che nella determinazione dell' effetto Volta di contatto è necessario che tutti i conduttori dell' elettrometro siano della stessa sostanza e le loro superficie nelle medesime condizioni.

Nichols E. L. e Blaker E. *Nota ulteriore sulla radiazione visibile del carbone* (pp. 378-380). — L' anomalia trovata dagli A. nelle radiazioni emesse dal carbone incandescente è con molta probabilità connessa con la dispersione anomala del carbone osservata già da diversi sperimentatori. Gli A. stanno studiando la questione.

G. Ercolini.

Drude's Annalen, Vol. 3°, N. 12, 1900.

Riecke E. *Sopra l' azione reciproca e l' equilibrio dei sistemi di poli trigonali. Contribnto alla teoria della struttura cristallina* (pp. 545-577). — Quando si cerca di rendersi conto delle azioni molecolari, supponendo che ciascuna molecola comprenda due poli elettrici (o magnetici) s' incontrano grandissime difficoltà. Il problema è più facile a trattarsi se si suppone che ciascuna molecola comprenda un sistema trigonale di poli, rappresentato da un esagono regolare di cui i vertici successivi sarebbero dei poli uguali e di segno contrario.

È appunto tale problema che è sviluppato dall'A. in questa Memoria.

Jaumann G. *Per la teoria delle soluzioni* (pp. 578-617). — È una Memoria che non si presta ad un breve riassunto. Lo scopo dell'A. è di rendere la teoria delle soluzioni indipendente dall'ipotesi degli ioni di Arrhenius e di collegarla invece alla teoria di Faraday e di Maxwell.

Grunmaach L. *Determinazione sperimentale della tensione superficiale dei liquidi e dei metalli fusi, per mezzo di misure di lunghezze d' onda effettuate sopra onde dovute alle azioni capillari* (pp. 660-672). — Lord Kelvin ha stabilito la formula

$$v^2 = g \cdot \frac{\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\alpha}{d},$$

nella quale v indica la velocità di propagazione delle onde di lunghezza λ, alla superficie di un liquido di tensione superficiale α e di densità d. Se il primo termine della formula si suppone trascurabile, resta (essendo $v = n\,\lambda$)

$$\alpha = \frac{1}{2\pi}\, d\, n^2\, \lambda^3.$$

Le misure di λ si fanno all' oculare micrometrico, sopra le frangie di interferenza che producono, alla superficie di un liquido i due sistemi di onde emanate dalle estremità delle branche di un diapason.

L'A. ha eseguito le misure sul mercurio, sull' acqua, sull'alcool, su diverse soluzioni zuccherate, su diversi olii minerali, e in seguito sul piombo, stagno e leghe fusibili, fuse.

Haschek E. *Pressioni e temperature nell' interno della scintilla elettrica* (pp. 672-683). — Le esperienze spettroscopiche di Schuster (*Nature*, 57, p. 17, 1897 e 59, p. 350, 1899) hanno permesso di valutare, in differenti regioni della scintilla, la velocità delle particelle materiali trasportate nella scarica elettrica. Da questi dati e da considerazioni puramente teorici, l'A. cerca di dedurre la distribuzione e il valore delle pressioni e delle temperature nell' interno della scintilla.

Holitscher P. *Ricerche sperimentali sopra il magnetismo residuo del ferro* (pp. 683-719). — Le esperienze, effettuate con metodo magnetometrico, si riferiscono tutte ad uno stesso ellissoide di ferro molto allungato, riportato, dopo ciascuna esperienza, ad uno stesso stato, con una smagnetizzazione identica.

I risultati ottenuti dall'A. si spiegano facilmente ammettendo le idee di Wiedemann, ossia supponendo delle forze di attrito o di coesione che agiscano sopra le calamite particolari.

Angstrom K. *Sull' ufficio del vapor d' acqua e dell' anidride carbonica nell' assorbimento attraverso l' atmosfera terrestre* (pp. 720-733). — Questa Memoria contiene delle misure quantitative dell' assorbimento della luce per effetto del vapor acqueo dell'atmosfera, e alcuni argomenti in favore di un assorbimento selettivo esercitato dall' anidride carbonica.

Behn U. *Sopra la densità dell' anidride carbonica allo stato solido e allo stato liquido* (pp. 733-744). — L'A. trova per la densità dell' anidride carbonica allo stato solido il valore medio 1,53.

La densità allo stato liquido è ottenuta col metodo dell'areometro. L'A. ha determinato direttamente, sull' apparecchio stesso, l' errore che vi porterebbe la diminuzione di volume dovuta alle pressioni che l' anidride carbonica sopporta. I valori ottenuti sono

più forti di quelli di Cailletet e Mathias soprattutto alle basse temperature; essi si confondono quasi con quelli di Amagat.

PETRINI H. *Sopra la legge delle azioni interne* (pp. 749-752). — Quando si suppone il mezzo continuo, se il potenziale dell'azione di due elementi di volume è della forma

$$\int dv \, . \, dv' \, . \, \phi(r) \, ,$$

bisogna che questa espressione sia tale che l'azione di due elementi infinitamente vicini non divenga infinita. L'A. mostra che la condizione necessaria e sufficiente perchè ciò abbia luogo è che l'integrale

$$\int_0^a \phi(r) \, . \, r^2 \, . \, dr \, ,$$

in cui a rappresenta una quantità positiva finita qualunque, sia pure finito.

ATHANASIADES G. *Un nuovo modo di produzione dei battimenti* (p. 753). — Due tubi che dànno il medesimo suono siano montati sopra una soffieria. Se si fa penetrare in uno di essi, dalla parte superiore, l'estremità di una fiamma diretta verso il basso, o se si avvicina alla sua imboccatura a flauto una fiamma posta un po' al di sotto e molto vicina al labbro inferiore della fenditura, si intendono i battimenti, dei quali si regola a volontà il periodo spostando leggermente la fiamma.

M. PANDOLFI.

Vol. IV, Ni. 1, 2 e 3, 1901.

KÖNIG W. *Sulla birifrangenza delle lastre di vetro vibranti trasversalmente* (pp. 1-41). — Nelle lastre di vetro vibranti trasversalmente si nota una doppia birifrangenza: l'una si osserva nei ventri, l'altra nei nodi, allorchè entrambe coesistono nei punti intermedi.

La birifrangenza verificantesi nei ventri è dovuta alla curvatura della lastra e affatto analoga a quella conosciutissima prodotta dalle deformazioni statiche: gli assi sono rispettivamente paralleli e verticali alla direzione di lunghezza della lastra; l'intensità, proporzionale alla distanza dalla linea neutra del mezzo, è perfettamente identica a quella calcolata nel caso delle deformazioni statiche.

L'A. sviluppando la teoria dei fenomeni in proposito, trova per le curve isocromatiche l'equazione:

$$y = \frac{\Delta}{D \, . \sin x} + a \, . \sin x \, ,$$

essendo a l'ampiezza delle vibrazioni, D una grandezza dipendente da a. Dando al parametro Δ tutti i valori positivi e negativi, si ottiene l'insieme di quelle curve.

La birifrangenza nei nodi è dovuta alle forze torcenti prodotte dalle deformazioni della lastra e ha gli assi a 45° dalla direzione di lunghezza: l'intensità, poco considerevole, pare sia massima in mezzo alle lastre. Il rapporto fra la stessa e l'ampiezza delle vibrazioni è in buona concordanza col valore calcolato, applicando la teoria stabilita dal De Saint-Venant pel caso delle deformazioni statiche a quello delle lastre vibranti.

L'A. si ripromette di studiare in una ulteriore memoria la birifrangenza prodotta dalle forze torcenti in una lastra staticamente deformata.

HENSEN V. *Sulla rappresentazione dei suoni lamellari* (pp. 41-60). — Studiate in un lavoro precedente col mezzo d'un apposito apparecchio le vibrazioni d'insieme d'un getto d'aria di forma laminare, l'A. passa qui ad analizzare, mediante delle rappresentazioni fotografiche, i suoni prodotti dall'urto di quel getto contro una fiamma a gaz e a dare la teorica dei fenomeni in proposito.

ZSIGMONDY R. *Sull'assorbimento della luce nei vetri colorati* (pp. 60-71). — L'A. riporta gli spettri d'assorbimento di una larga serie di lastre di vetro colorato, di cui definisce accuratamente la composizione: variando sia la composizione del vetro che la natura dell'ossido colorante, detti spettri subiscono le più profonde modificazioni, ciò che basta per dar ragione delle divergenze nei risultati d'altri autori. L'ossido di cobalto possiede il potere colorante massimo, mentre quello dell'ossido di ferro è minimo, risultato ciò di somma importanza per l'industria del vetro.

SUNDELL A. F. e TALLQVIST HJ. *Sul decremento delle oscillazioni elettriche nelle cariche dei condensatori* (pp. 74-99). — Mentre i valori forniti dall'esperienza per le durate d'oscillazioni elettriche vanno in generale d'accordo con quelli trovati col mezzo della teoria, non si è finora stabilita simile concordanza per i decrementi.

Continuando una previa ricerca sull'argomento in proposito, l'A. mostra, come nel caso della carica di un condensatore si

possa ottenere quell' accordo fra la esperienza a la teoria, introducendo opportune correzioni. Ammettendo che fra la resistenza W del circuito e il decremento logaritmico γ delle oscillazioni esista la relazione lineare:

$$\gamma = a + b\,W\,,$$

essendo i coefficienti a e b certe funzioni delle grandezze caratteristiche del circuito, l'A. accenna che col determinare il coefficiente a si ha un modo di misurare la resistenza d' isolamento d' un rocchetto, come pure la conducibilità delle sostanze poco conducibili. Il coefficiente b si presta poi alla determinazione dei coefficienti d' auto-induzione e di capacità. Per ambedue i coefficienti la teoria va d' accordo colla esperienza.

L'A. ritiene poi che la capacità d' un buon condensatore di mica giunga al valore definitivo dopo di un tempo relativamente breve, sia per le cariche oscillanti che per quelle non oscillanti.

HOLBORN L. e DAY A. *Sul punto di fusione dell' oro* (pp. 99-103). — Gli A. tornano qui a determinare questo punto importantissimo per la graduazione delle pile termiche, servendosi di due loro metodi già descritti nel vol. 4 degli stessi Annali (p. 543), i quali rispettivamente forniscono i valori 1063,0° e 1063,5°, diversificanti fra loro di soli 0,5°. Pare pertanto che entrambi questi metodi sieno del pari attendibili.

HOLBORN L. e DAY A. *Intorno alla dilatazione di alcuni metalli ad alta temperatura* (pp. 103 123). — Gli A. applicano un loro metodo già riportato nel vol. 4 degli Annali ad un dettagliato studio della dilatazione ad alta temperatura dei seguenti metalli: platino, palladio, platino-iridio (80 Pt, 20 Ir), argento, nichel, costantaua (60 Cu, 40 Ni), ferro, acciaio. Dei metalli in esame vengono riscaldate da una corrente elettrica delle sbarre di cm. 50 di lunghezza, e si determina accuratamente la caduta di temperatura, misurando le differenze di temperatura fra il mezzo e vari punti verso le estremità delle sbarre; le lunghezze sono determinate col micrometro oculare di microscopi fissi. Gli A. stabiliscono delle variazioni permanenti di lunghezza in un senso o nell' altro ed esprimono la dilatazione fino alla temperatura di 1000° mediante formole di secondo grado, ad eccezione di quella del nichel, la quale esige due formole corrispondenti rispettivamente all' andamento al disopra e al disotto del punto di trasformazione magnetica, ossia 300°, e dell' acciaio, che comincia a comportarsi in modo anomalo fino al disotto del punto di transizione (500°).

JAEGER W. *Sulle irregolarità delle pile campioni al cadmio del Weston* (pp. 123-137). — Dalle recenti investigazioni dell'A.

medesimo e di vari altri esperimentatori era apparso che certe pile del detto tipo all' amalgama di cadmio a 14,3 $^0/_0$, quali vengono usate nell' Istituto fisico-tecnico imperiale di Berlino, hanno un andamento irregolare tra 0° e 5°, eccedendo la loro f. e. m. quella normale di 0,001 a 0,004 volta all' incirca. L'A. mostra come causa di questo fenomeno sia, non già l' esistenza d' un punto di trasformazione del solfato di cadmio come nel caso consimile della pila di Clark, ma una modificazione subìta dall'amalgama di cadmio. Avendo però cura di usare un' amalgama meno concentrata, si può facilmente eliminare codeste perturbazioni.

JOHNSON K. R. *Contribuzioni alla conoscenza dei fenomeni producentisi nei rocchetti d' induzione* (pp. 137-165). — L'A., continuando qui le sue ricerche intorno al meccanismo dei rocchetti d' induzione (Vol. 3 degli *Ann.*, p. 244), studia mediante l' analisi la corrente indotta chiudendo il primario, corrente di minore importanza pel funzionamento del rocchetto. Dal fatto che le indicazioni del galvanometro sono identiche per ambo le correnti deduce poi la conclusione che le quantità totali d'elettricità messe in movimento sieno le stesse nei due casi, come lo fa prevedere la teoria; l' elongazione del dinamometro, più grande nel secondo caso, mostra poi d' accordo colla teoria come l'andamento di questa corrente sia più rapido.

Investigando le condizioni delle scariche, ritiene che la distanza esplosiva massima sia proporzionale tanto alla frequenza come all' ampiezza delle oscillazioni, risultato questo che avvalora le vedute del Faraday e del Jaumann. L' intensità della corrente condotta allo spinterometro diminuisce poi al crescere dell' autoinduzione del ramo corrispondente del circuito, ciò che conferma i risultati del Hemsalech; l' intervallo che passa fra due scariche successive, l'A. lo trova in ragione diretta della capacità di quel ramo. Termina dando la teoria delle scariche mute, le quali considera come un fenomeno continuo.

HULSHOF H. *Intorno alla tensione superficiale* (pp. 165-187). — Prendendo le mosse dalle ipotesi su cui è basata l' equazione caratteristica e definendo opportunamente la nozione di pressione molecolare, l'A. mostra coll' analisi, come esista una tensione superficiale, la cui grandezza fornisce per l' energia capillare un valore identico con quello dato dalle teorie termodinamiche, e come cadano le obbiezioni fatte alla teoria della tensione superficiale dai partigiani della teoria termodinamica.

VOIGT W. *Intorno al rapporto numerico tra i due coefficienti d' elasticità dei mezzi isotropi nella teoria molecolare* (pp. 187-197). — L' antica teoria molecolare dell' elasticità fornisce per questo

rapporto il valore $c = 3\,C$, risultato che è in assoluto disaccordo colla esperienza. L'A., dimostrato altravolta che mediante certe ipotesi molto semplici, supponendo cioè le forze elastiche in dipendenza non solo dalla distanza scambievole delle molecole ma pure dalla loro orientazione, e sostituendo la nozione di isotropia molecolare con quella che l' A. dice « quasi isotropia », si può evitare codeste contraddizioni, modifica qui opportunamente le suddette ipotesi, onde togliere certe difficoltà rimanenti.

VOIGT W. *Sull' analogo elettrico del fenomeno di Zeeman* (pp. 198-209). — Coll' aiuto della teoria molecolare di Lorentz-Wiechert l'A. sviluppa qui l' analisi del fenomeno inverso di Zeeman; valendosi delle misure di birifrangenza elettrica del Quincke dimostra che in circostanze particolarmente favorevoli le righe dello spettro d' emissione d' un vapore luminoso, normali alle linee di forza d'un campo elettrico, verrebbero dilatate di soli 0,00004 della distanza delle linee D, ciò che basta a spiegare l' insuccesso di tutti i tentativi per verificare l' esistenza d' un analogo elettrico del fenomeno di Zeeman.

VOIGT W. *Aggiunta alla nota : Sulla modificazione delle vibrazioni luminose propagantesi in un mezzo dispergente e assorbente* (pp. 209-215). — Nella detta nota l'A., valendosi d'un metodo d' integrazione del Riemann, aveva studiato l' equazione

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 4b \frac{\partial u}{\partial t},$$

fornita dalla teoria elettromagnetica della luce pel caso dei corpi sprovvisti di vibrazioni molecolari proprie. Ora torna sull' argomento, rettificando un errore capitatogli.

STARK J. *Calcolo della conducibilità dei gas percorsi da una corrente nella colonna luminosa positiva* (pp. 215-225). — Aggiunta ad una previa memoria riportata nel vol. 3 degli *Annali* (p. 492). Nel caso in esame si possono adoprare i metodi ordinari; la conducibilità dei gas ionizzati aumenta al crescere della densità della corrente, variando sia la sua intensità, sia la sezione della colonna. A densità eguale è poi maggiore per le sezioni maggiori; aumenta in modo notevole col diminuire della pressione. Quell' andamento l'A. lo esprime mediante opportune formule.

JAHNKE E., LUMMER O. e PRINGSHEIM E. *Critica dell' equazione spettrale del Wien* (pp. 225-231). — Le ricerche di vari esperimentatori hanno ormai dimostrato che l' equazione del Wien non è atta a rappresentare la distribuzione d' energia nello spettro del corpo detto perfettamente nero. Avendo però il Wien tentato di mantenere la sua formula pel caso delle piccole lunghezze d' onda, basandosi sulle deduzioni del Michelson, gli A. mostrano

come precisamente la legge degli spostamenti dello stesso Wien renda inammissibile un ragionamento cosiffatto. Ritengono poi che l'indole delle sue deduzioni non consenta conclusioni intorno alla realtà o meno delle ipotesi da lui fatte.

LEWIN L. *Contributo alla storia della telegrafia* (pp. 231-233). — L'A. riferisce un passo di un libro di chiromanzia, da cui risulterebbe l'esistenza d'un sistema di telegrafia magnetica fino dal principio del secolo 12mo.

HAGENBACH E. *L'esperienza di rotazione elettromagnetica e l'induzione unipolare* (pp. 233-277). — In vista delle obiezioni sollevate dal Lecher sull'attendibilità delle classiche esperienze di rotazione elettromagnetica di Faraday e di Ampère, l'A. intraprende queste nuove ricerche. Le prove fatte con una calamita girante intorno al proprio asse confermano il risultato preveduto dalla teoria di Biot e Savart, che cioè collegato un punto dell'asse nell'intervallo dei poli, per mezzo di un circuito di forma qualsiasi, con un altro punto dell'asse, il momento di rotazione prodotto è eguale a 2μ, se quest'altro punto è situato all'infuori dei poli del magnete, mentre è zero nel caso di un punto intermedio. Verifica poi che il momento di rotazione prodotto dall'unità di corrente è eguale alla f. e. m. indotta colla velocità angolare unitaria. Siccome poi le esperienze eseguite su calamite eccentriche vanno anch'esse d'accordo colle conclusioni tratte dalla legge di Biot e Savart e verificano segnatamente in tutti i casi la riversibilità fra rotazione prodotta da corrente e f. e. indotta da rotazione, l'A. ritiene che l'esperienza fondamentale in proposito costituisca la conferma della legge suaccennata.

Mostrato in seguito, come si possa dedurre codesta legge col mezzo di un ragionamento semplice assai, passa ad un confronto delle formule di Ampère e di Grassmann, da cui ricava le seguenti conclusioni per le relazioni scambievoli delle tre leggi fondamentali in esame. La rotazione di una calamita intorno ad un asse si spiega egualmente in base alle tre formule; ma adottando quella di Biot-Savart o quella di Grassmann si spiega il fenomeno come l'effetto delle forze interne, cioè delle forze agenti fra le parti del solido girante, essendo nulla l'azione del filo adducente la corrente al sistema rotante; mentre prendendo le mosse dalla formula di Ampère, il primo effetto riescendo nullo, il momento di rotazione è dovuto all'azione del filo esterno. In ambedue i casi si deve però ricorrere all'induzione, per mantenere l'accordo colla legge della conservazione dell'energia.

PASCHEN F. *Sulla legge d'irraggiamento del corpo nero* (pp. 277-299). — L'A. continuando qui le sue investigazioni intorno

alla radiazione detta nera, con un perfezionato dispositivo e mediante il metodo bolometrico studia le curve isocromatiche nell'esteso intervallo di $\frac{1}{\lambda J} = 0{,}02$ a $0{,}00001$, onde esaminare l'attendibilità della legge di Wien, messa in dubbio da previe ricerche. Verifica che questa legge, pur rappresentando con notevole approssimazione l'andamento di parte di quelle curve, se ne scosta di più in più all'aumentare della lunghezza d'onda, allorchè la legge indicata dal Planck riesce d'accordo coll'esperienza in tutto l'intervallo.

PASCHEN F. *Determinazione nuova della dispersione dello spato nell'infrarosso* (pp. 299-304). — I risultati di questa determinazione eseguita con dispositivo assai dispergente e sensibile, verificano le formule di Ketteler.

PASCHEN F. *Determinazione del potere riflettente selettivo di alcuni specchi piani* (pp. 304-307). — L'A. basandosi sulle misure da lui eseguite ritiene che il potere riflettente di buoni specchi ad argento non cresca all'aumentare delle lunghezze d'onda in modo così rapido come l'avevano fatto prevedere le esperienze del Nichols.

SCHWEIDLER E. V. *Sul comportamento dei dielettrici liquidi al passaggio della corrente elettrica* (pp. 307-316). — Scopo di questa ricerca fatta col metodo galvanometrico è di riscontrare i risultati poco concordanti di sperimentatori precedenti, fra cui l'Hertz, il Quincke e il Koller. Verificato che i dielettrici liquidi non seguono la legge dell'Ohm, compara il loro comportamento a quello dei gaz ionizzati; ritiene pure che cotesta analogia non sia accidentale ma dovuta al fatto che in ambedue i casi esistono delle cariche libere, negative in vicinanza all'anodo, positive in prossimità al catodo.

KLEMENCIC F. *Intorno all'esame degli acciai magnetici* (pp. 316-323. — L'A. basandosi sulle proprie esperienze, ritiene che gli acciai più costanti rispetto alle scosse violente lo siano meno quanto alla conservazione prolungata. Pare pertanto che il ferro dolce colla sua forza coercitiva minima sia adatto a fornire i migliori magneti permanenti a certi riguardi.

WACHSMACTH R. *Sulla determinazione della frequenza delle correnti alternate* (pp. 323-327). — Cenno di un metodo ottico, consimile a quello del Sajmojleff e consistente nel confrontare le oscillazioni della corrente colle vibrazioni d'una molla fissata in un suo punto; metodo molto speditivo, il quale darebbe buoni risultati fra 1 e 100 oscillazioni.

KERKHOF K. *Sulle temperature dei tubi di Geissler* (pp. 327-345). — L'A., misurando col metodo bolometrico del Word le

temperature di un' estesa serie di tali tubi a sezione varia in vicinanza all' anodo e confrontando i risultati delle proprie esperienze coi dati della teoria, rettifica la legge del Wiedemann, ritiene cioè che dette temperature siano ***tutt' al più*** in ragione inversa dei raggi interni. Inserendo poi nel circuito degli spinterometri di distanza esplosiva crescente, constata che le temperature diminuiscono di quantità di più in più piccole, fino a giungere ad un minimo dipendente dalla pressione. L' intercalare una auto-induzione scema la temperatura in vicinanza al catodo, allorchè la temperatura presso l' anodo viene aumentata.

Jaeger H. *Imagini magnetiche* (pp. 345-367). — L'A. intraprende in questa memoria premiata dall' Istituto Politecnico di Monaco (di Bav.) di ricercare, se introdotto un mezzo ferromagnetico nel campo di un circuito rettilineo, all' effetto di schermo prodotto dal lato opposto corrisponda un analogo effetto rinforzante dal lato stesso della corrente. Costata che una lastra di ferro sufficientemente dolce influisce sulla distribuzione delle linee di forza, come se in coincidenza coll' imagine ottica del circuito vi fosse un altro circuito affatto identico al primo. Impiegando poi due lastre formanti angolo, ottiene degli effetti rinforzanti culeidoscopici, del tutto analoghi a quelli dell' ottica. Tutti quei fenomeni si affievoliscono man mano coll' aumentare della durezza del mezzo magnetico introdotto. Pare pertanto che fra i fenomeni ottici e quelli magnetici esista una nuova analogia tuttora inesplicata.

Grunmach L. *Determinazione esperimentale delle costanti capillari di gaz condensati* (pp. 367-378). — Valendosi del metodo delle oscillazioni superficiali proposto da Lord Kelvin, l'A. determina le costanti capillari di vari gaz condensati. Mentre in generale i valori del peso molecolare calcolati in base alla legge dell' energia superficiale dell' Eötvös sono in buona concordanza coi valori trovati direttamente per lo stato gazzoso, il cloro pare vi faccia eccezione, comportandosi come liquido associativo, avente cioè nello stato liquido un peso molecolare maggiore di quello dello stato gazzoso.

Riecke E. *Movimento d' una particella elettrica in un campo di forza elettrostatica e elettromagnetica* (pp. 378-388). — L'A. studiando teoreticamente questo argomento, ricava dai suoi sviluppi analitici il risultato che, essendo le linee di forza elettrostatica ad angolo retto con quelle elettromagnetiche, l' orbita della particella in esame è una cicloide, il cui asse è normale ad ambedue i sistemi di linee; essendo peraltro paralleli i due sistemi, la curva descritta è una linea elicoidale.

Riecke E. *Sulla stratificazione d' una corrente di particelle elettriche* (pp. 388-402). — Teoria nuova di una corrente di particelle elettriche in un campo omogeneo, colla quale l'A. dà ragione del fenomeno di stratificazione avvenente nei tubi di Geissler.

Stark J. *Intorno alla ionizzazione dei gaz percorsi da corrente e alla scarica unipolare in vicinanza a corpi roventi* (pp. 402-416). — L'A. espone il meccanismo dei gaz percorsi da corrente, onde dar ragione di vari fenomeni. Discorre successivamente delle cause d' ionizzazione nelle correnti dette dipendenti e indipendenti dal valore limite d' ionizzazione per una data intensità di campo, coll' esistenza del quale spiega la « f. e. antagonista » dell' arco elettrico, poscia del fenomeno di ritardo di scarica, dell' ionizzazione unipolare, della differenza di marcia fra l' ionizzazione e l' intensità di campo, dovuta alle variazioni locali dell' intensità e a cui attribuisce la stratificazione in vicinanza al catodo nei tubi di Geissler, dell' influenza della temperatura e da ultimo della scarica unipolare dei corpi roventi.

Van Aubel E. *Sopra il comportamento termo-elettrico di alcuni ossidi e solfuri metallici* (pp. 416-420). — L'A. di questa nota mostra, come le deduzioni di Abt, secondo le quali gli ossidi e solfuri metallici obbedirebbero alla serie di tensione termoelettrica degli stessi metalli, sieno affatto erronee.

Van Aubel E. *Sopra i calori molecolari dei corpi composti e la legge Neumann-Joule-Kopp* (pp. 420-422). — L'A. dimostra che non sempre i calori molecolari dei corpi composti formati con contrazione sono minori delle somme dei calori atomici, e viceversa per quelli formati con espansione, come esigerebbe codesta legge.

Wien W. *Intorno alla teoria della radiazione* (pp. 422-425). — Continuazione della polemica dell'A. col Planck e replica alla critica di Jahnke, Lummer e Pringsheim *(N. Cimento*, pag. 325).

Wien M. *Sulla produzione e misura delle correnti sinusoidali* (pp. 425-450). — L'A. espone qui un metodo nuovo per produrre correnti sinusoidali abbastanza pure e ad alta frequenza. Sull' orlo d' un disco girante fra i poli d' una elettrocalamita sono disposti in serie circolare, in modo analogo ai fori d'una sirena, dei pezzi equidistanti di ferro dolce, i quali rotando alterano periodicamente la distribuzione delle linee di forza e inducono delle correnti periodiche (sino alla frequenza di 17000) in una spirale avvolta sull' elettrocalamita. Queste correnti le si trasformano in correnti sinusoidali, mettendo il periodo proprio del sistema d'accordo colla frequenza delle correnti indotte, intercalando cioè apposito condensatore e modificando l' autoinduzione fin da ottenere

$n^2 = \frac{1}{L.C}$. Così facendo, si rinforza in modo considerevole la componente fondamentale, allorchè quelle superiori rimanendo press' a poco inalterate diventano quasi trascurabili.

In seguito l'A. studia alcuni casi interessanti di risonanza elettrica, accostando al sistema primario anzi descritto un secondo circuito e variando la f. e. indotta. Le esperienze, d' accordo colla teoria data altravolta dall' autore medesimo (*Ann. di Wied.* 62, p. 151, 1897), dimostrano l' esistenza di due massimi e di un minimo coincidente col massimo del circuito primario. Scostando il secondario, diminuendo cioè l' induzione scambievole dei due sistemi, i due massimi s' accostano man mano, rilevandosi allo stesso tempo il minimo suddetto, fin che si ottiene una curva di risonanza ben definita, ad un solo massimo corrispondente ad una determinata frequenza. Questo dispositivo costituisce quindi una soluzione superiore a quelle date fin qui, quantunque puramente teorica, di un problema di somma importanza per la telegrafia Marconi. La frequenza della corrente sinusoidale primaria viene determinata, misurando quella del suono prodotto in un telefono intercalato.

Da ultimo, l'A., esponendo alcuni metodi di misura per le correnti sinusoidali, indica fra l' altro una comoda disposizione del galvanometro a vibrazioni.

WIEN M. *Le costanti acustiche e elettriche del telefono* (pp. 450-459). — In questa nota l'A. impiega la sirena alternatrice descritta nella memoria precedente allo studio delle costanti sia acustiche che elettriche di vari tipi di telefono, da cui ricava il risultato che i telefoni debbano alterare in modo considerevole, ma variabile assai a seconda del tipo adoperato, il metallo della voce umana.

POCKELS F. *Contributo alla teoria della formazione delle pioggie sulla falda delle montagne* (pp. 459-481). — L'A. sviluppa qui la teoria di certi fenomeni di climatologia, di cui risulta fra l'altro che sulla falda delle montagne esiste una zona di pioggia massima, e che la declività della superficie terrestre è di maggior importanza per la quantità di pioggia che non l' altezza assoluta, risultato che confermato dalle osservazioni di Hann.

A. GRADENWITZ.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 1, 1901.

BRACE D. B. *Osservazione della risoluzione della luce nelle sue componenti circolari nell' « effetto Faraday »* (pp. 464-475). — Dopo la scoperta di Zeemann l' A. ha ripreso le esperienze che aveva fatto nel 1885 (cfr. *N. Cim.* (3), 20, p. 167) per riconoscere

se la rotazione del piano di polarizzazione in un campo magnetico è dovuta a un cambiamento nella velocità o nella fase dei due raggi circolari che formano il raggio polarizzato linearmente.

Con mezzi più potenti di allora, egli è riuscito nell'intento ricorrendo all'artifizio di far percorrere ad un fascio di luce gialla il sistema di due prismi rettangoli isosceli di vetro pesante, posti con le facce ipotenuse addossate, parallele al campo, e separate da una lamina di mica di tale spessore da rendere la luce circolare a 45° del campo dopo aver subito tre riflessioni totali sulle facce. In tal modo la luce, dopo aver subito parecchie volte tal serie di tre riflessioni è ricondotta, pel passaggio attraverso la mica, a uno stato di polarizzazione quasi rettilinea, ed è ricevuta in un cannocchiale parallelo al fascio incidente. Si vedono allora, eccitando il campo, tre immagini della fenditura: la centrale non polarizzata e le laterali polarizzate ad angolo retto e il senso della polarizzazione mostra che è il raggio circolare la cui rotazione è nel senso delle correnti amperiane che è stato accelerato.

Dal modo con cui son condotte le esperienze l'A. conclude che il fenomeno osservato non può ascriversi ad un cambiamento di fase, ma che è certamente dovuto al fatto che un mezzo attivo non può trasmettere nella direzione del campo altro che vibrazioni circolari.

SMITHELLS A. *Gli spettri dei composti del carbonio* (pp. 476-503). — Scopo principale di queste ricerche è stato di studiare lo spettro così detto di Swan e di spiegarne l'origine. Tale spettro è quello che si osserva quando si brucia nell'ossigeno un idrocarburo o il cianogeno, o quello dell'arco elettrico ottenuto con elettrodi di carbone nell'aria.

L'A. confronta poi tale spettro con quelli dell'ossido di carbonio della fiamma del cianogeno nell'aria, e con quello a righe del carbonio. Dal suo studio egli conclude non esser probabile che lo spettro di Swan sia quello del carbonio allo stato di elemento, perchè lo spettro a righe del carbonio non accompagna sempre quello di Swan, il quale dipende dalla natura dell'atmosfera nella quale si produce.

WILLOWS R. S. *Sull'assorbimento dei gas nei tubi di Crookes* (pp. 503-517). — È noto che il passaggio continuo della scarica in un tubo chiuso di Crookes determina dei cambiamenti nell'aspetto della scarica. L'A. ha eseguito delle esperienze per riconoscere a che cosa è dovuto tal fatto, e da esse conclude che si tratta di un assorbimento del gas per parte del vetro, e per azione chimica. Volendo che la pressione nel tubo resti più che è possibile costante, conviene far il tubo con vetro di Jena anzi-

chè con vetro al piombo o alla soda. Le due prime specie di vetro assorbono l'idrogeno molto meno dell'aria e dell'azoto.

JEANS J. H. *La carica elettrica striata* (pp. 521-529). — È la continuazione di una Nota pubblicata nel 1900 (cfr. *N. Cim.*, (5), 1, p. 238) e contiene la dimostrazione analitica delle conseguenze che si possono trarre dalla teoria che era stata esposta da J. J. Thomson sulla conduttività elettrica nei gas (*Phil. Mag.* (5), 47, p. 253).

ZAHM A. F. *Resistenza dell'aria per velocità inferiori a mille piedi al secondo* (pp. 530-535). — Il proiettile, invece di tagliare i soliti fili metallici che formavano dei circuiti elettrici, attraversava dei fasci luminosi, che venivano riflessi mediante prismi su una lastra fotografica moventesi rapidamente. Il passaggio del proiettile era segnato nella fotografia da interruzioni delle immagini luminose. La resistenza dell'aria era dedotta dalla variazione di velocità del proiettile misurata com'è stato detto. La curva che rappresenta i resultati devia da quella che esprime la legge di Newton; la resistenza dell'aria può cioè essere abbastanza bene espressa da $F = a v^2 + b v^3$.

VILLARI E. *Come l'aria Xata perde la sua proprietà scaricatrice, e come essa produce elettricità* (pp. 535-538). — Vedi *N. Cimento*, (4), 12, p. 91.

RENDTORFF E. J. *Sulla doppia refrazione differenziale* (pp. 539-548). — Col metodo già usato dal Brace (*N. Cim.*, (4), 12, p. 75) l'A. studia il modo di combinare lamine di diversi cristalli per ottenere il migliore acromatismo. In una Nota il Brace accenna poi ad un errore che resulta nella misura della doppia refrazione di un cristallo con la compensazione mediante un cristallo noto, se nella numerazione dell'ordine delle interferenze non si conosce il rapporto fra gli ordini medesimi nella combinazione acromatica delle due lamine.

PIERCE G. *Sulla doppia refrazione delle onde elettriche* (pp. 548-551). — Riferendosi alle esperienze già pubblicate (*N. Cim.* (5), 3, p. 95) l'A. esamina ora analiticamente la questione se nella teoria di Maxwell la doppia refrazione può essere spiegata con l'assorbimento che i mezzi diversi esercitano sulle onde elettriche.

Secondo la teoria ciò non può avvenire; pur non dimeno la conduttività diversa in diverse direzioni ha una parte non trascurabile nel fenomeno.

WOOD. R. W. *Produzione di uno spettro a righe luminose per dispersione anormale, e sua applicazione allo spettro osservato durante gli ecclissi* (pp. 551-555). — Secondo Julius lo spettro a

righe luminose che si osserva durante un ecclisse di sole è dovuto alla dispersione anormale della luce della fotosfera, causata dai vapori metallici che circondano il sole.

L'A. ha riprodotto il fenomeno facendo che la luce di un arco elettrico o del sole attraversi una fiamma Bunsen, contenente sodio, e schiacciata da una lastra metallica orizzontale. Ricevendo la luce in uno spettroscopio che si può alzare e abbassare, per una certa posizione dello spettroscopio si vede lo spettro della fiamma del sodio sovrapposto a quello del sole o dell'arco, poi seguitando a muovere lo spettroscopio, non si vedono più che le due righe del sodio, spostate verso il bleu.

MAIORANA Q. *Sulle intensità luminose relative del sole e del cielo* (pp. 555-562). — Lo strumento usato per confrontare l'intensità della luce solare diretta con quella del cielo, consiste in due tubi girevoli attorno ad un asse comune, che può dirigersi comunque nello spazio. Uno dei tubi porta ad un'estremità una lente a corto foco davanti alla quale è un diaframma di mm. 1,5 di diametro. La luce divergente che proviene dal diaframma è indebolita da due lastre di vetro e poi ricevuta su uno specchio inclinato a 45° sull'asse del tubo. L'altro tubo è senza lente, ma è chiuso da un diaframma iride, che serve ad aggiustare la luce che, dopo aver attraversato due lastre di vetro, cade su un secondo specchio, parimente inclinato a 45° sull'asse del tubo. I fasci riflessi dai due specchi son ricevuti in un oculare, col quale si vede un fondo azzurro illuminato dal cielo, nel cui centro è una macchia rossastra o bianca dovuta al sole. L'apertura del diaframma iride si regola in modo che le due porzioni sieno ugualmente illuminate.

L'A. descrive come si gradua lo strumento, e riferisce le misure fatte a Catania e a Roma, le quali mostrano come la luminosità relativa del cielo dipenda dal vapor acqueo contenuto nell'atmosfera e dall'ora: essa è maggiore verso il sorgere e il tramontare del sole, che verso le ore più calde.

MORTON W. B. *Sulla propagazione delle correnti polifasi lungo un numero qualunque di fili paralleli* (pp. 563-571). Pel caso che i fili che costituiscono il circuito formino gli n lati di un poligono regolare, l'A. trova che la resistenza, l'autoinduzione e la dispersione per unità di lunghezza si posson calcolare, per correnti polifasi, allo stesso modo che si farebbe per due soli fili paralleli alla distanza $2\,r/\eta$, se r è il raggio del poligono, ed η è dato da

$$\eta = \left(\operatorname{sen}\frac{\pi}{n}\right)^{-2\cos\frac{2q\pi}{n}}\left(\operatorname{sen}\frac{2\pi}{n}\right)^{-2\cos\frac{4q\pi}{n}}\cdots\cdot$$

essendo q un numero intero. L' A. dà i valori numerici di η per tutti i casi possibili da $n = 2$ ad $n = 12$.

BARUS C. *Influenza del numero dei nuclei attivi e di un campo elettrico sul colore di una nube che si condensa* (pp. 572-578). — L'A. adoperava un getto circolare di vapore, nel quale era provocata la condensazione mediante volumi più o meno grandi di aria secca, che passava sopra il fosforo mantenuto a 25 o 30°. Il colore della nebbia dipende dal numero dei nuclei per unità di volume, e tende tanto più al bleu quanto maggiore è tal numero.

Un campo elettrico di circa 2000 volta per cm. non mostrò influenza sensibile sul colore della nebbia.

HILTON H. *Sull'equazione di Van der Waals* (pp. 579-589. — È una estesa discussione matematica delle proprietà dell'equazione di Van der Waals corrispondente a una famiglia di curve di volume costante o di pressione costante.

WOOD R. W. *Sulla propagazione d'onde cuspidali e sulla loro relazione colle linee focali primarie e secondarie* (pp. 589-593). — L'A. studia la riflessione di un' onda piana su uno specchio emisferico. L'onda riflessa presenta la forma di un cono vulcanico e di essa sono indicate le principali particolarità.

KUENEN J. P. *Miscugli di acido cloridrico e di etere metilico* (pp. 593-598). — Studiando la pressione del vapore di miscugli di acido cloridrico e di etere metilico fino verso il punto critico, l'A. trova che, in conformità di precedenti ricerche di Friedel, tal tensione presenta sempre un minimo, che esiste anche al punto critico.

L'aggiunta di acido cloridrico aumenta la temperatura critica dell'etere metilico, ma non è possibile avere la relazione esatta fra la temperatura critica e la pressione, poichè già al di sotto di 100° fra i due corpi si ha azione chimica che produce cloruro di metile ad acqua.

RICHARDSON S. W. e LOWNDS L. *Proprietà magnetiche delle leghe di ghisa e alluminio* (pp. 601-624). — Gli A. hanno studiato col metodo balistico l'induzione magnetica a diverse temperature in tre anelli formati da leghe di ferro e alluminio, contenenti respettivamente 3,34, 5,44 e 9,89 °/₀ di alluminio. La temperatura degli anelli era misurata con una spirale di filo di platino di 0,2 mm.; e un'altra spirale non induttiva di platino serviva a riscaldare l'anello, che era posto in un bagno di sabbia.

I resultati ottenuti dagli A. sono i seguenti:

La perdita per isteresi da prima diminuisce al crescere della temperatura, poi cresce fino a un massimo verso i 550°, tempera-

tura che supera di circa 50° il massimo dell'induzione. Continuando a scaldare, la perdita decresce rapidamente e divien trascurabile a 700°. — Le proprietà magnetiche del campione studiato dipendono dalla sua storia precedente. Non vi è differenza essenziale fra le proprietà osservate durante il riscaldamento e quelle durante il raffreddamento, eccetto che in vicinanza della temperatura che corrisponde al minimo della permeabilità. A 625° si ha un brusco aumento della permeabilità, seguito da una brusca diminuzione durante il successivo riscaldamento; cambiamenti, sono più marcati al diminuire che al crescere della che temperatura. Continui riscaldamenti e raffreddamenti diminuiscono la permeabilità di quelle leghe. La temperatura del minimo della permeabilità varia linearmente colla percentuale di alluminio. Le leghe esaminate al microscopio presentano dei cristalli, che sarebbero come annegati nell'acqua madre solidificata.

WOOD R. W. *Sui prismi di cianina e su un nuovo metodo per mostrare la dispersione anormale* (pp. 624-627). — Premendo della cianina fusa fra due lastre di vetro, l' A. ha ottenuto dei prismi di circa 1°, che lasciano passare molta luce verde, e dànno uno spettro anormale; cioè i colori si succedono nell'ordine verde, bleu, violetto, rosso, ranciato. Osservando con uno di questi prismi un arco elettrico attraverso un reticolo, in modo da avere spettri incrociati, si può anche avere direttamente la curva della dispersione anormale.

WOOD R. W. *Un reticolo a scaglioni di mica* (pp. 627-629). — Invece di adoprare lastre di vetro come nel reticolo del Michelson, l'A. adopera laminette di mica, in forma di piccoli rettangoli, che sovrappone in modo che gli scalini abbiano la larghezza di 0,5 mm. Lo spessore delle lamine è di 50 lunghezze d' onda del sodio, e quindi con 10 gradini si ha lo spettro del 50° ordine. Tale reticolo non basta a separare le righe del sodio, ma separa bene quelle gialle del mercurio, e si presta meglio di quello a lastre di vetro per farne capire agli studenti il modo di funzionare.

TOWNSEND J. S. e KIRKBY P. J. *Conduttività prodotta nell' idrogeno e nell' acido carbonico dal moto di ioni negativi* (pp. 630-642). — Continuando le ricerche del Townsend (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 96) gli A. hanno studiato la produzione degli ioni negativi nell'H e nella CO_2 e dai resultati ottenuti deducono che la traiettoria media libera di un ione negativo in un gas alla pressione di 1 mm. è circa 4 volte quella delle molecole dello stesso gas. Altre ricerche ancora in corso serviranno a stabilire se la conduttività cresce pel moto degli ioni negativi o di quelli posi-

tivi. Però dalle esperienze fatte con l'aria parrebbe che solo gli ioni negativi fossero capaci di produrre col loro moto altri ioni.

BEATTIE R. *L'isteresi del nickel e del cobalto in un campo magnetico rotante* (pp. 642-647). — Un disco del metallo studiato è appeso ad un filo di torsione, e attorno al disco è fatto ruotare un magnete. La torsione del filo misura l'isteresi rotante, che raggiunge un massimo per una intensità di magnetizzazione di 350 C. G. S. pel nichel, di 700 pel cobalto e di 1350 pel ferro dolce; ma tal perdita per isteresi si annulla quando l'intensità di magnetizzazione è circa 500 pel nichel, 1000 pel cobalto e 1700 pel ferro dolce.

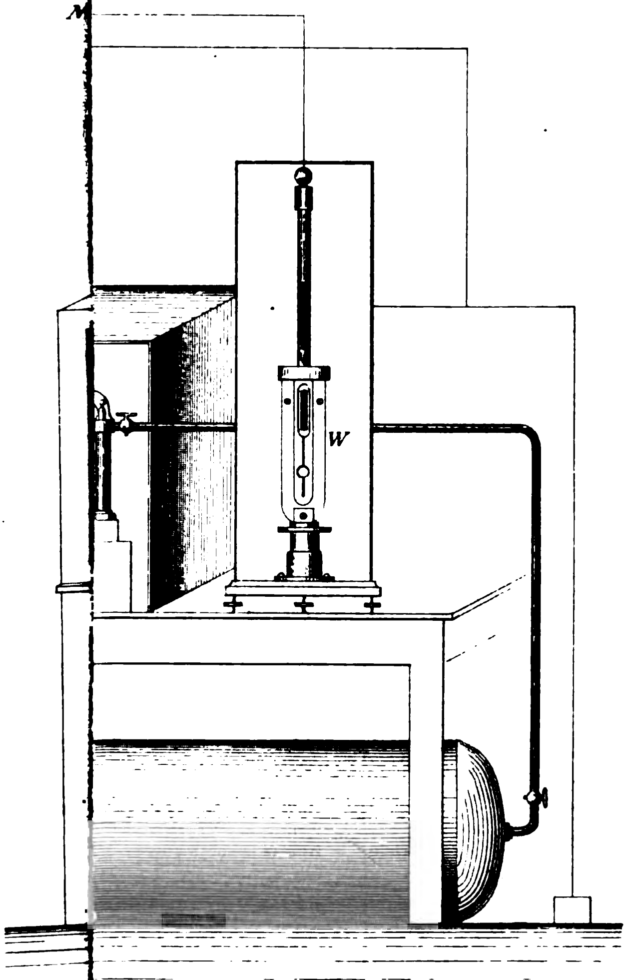
DONNAN F. G. *Teoria delle soluzioni colloidali* (pp. 647-652). — Mentre nelle sostanze cristalline la disaggregazione che si ha nella soluzione procede fino alle molecole, per le sostanze colloidali si arresterebbe, secondo l'A., a particelle di dimensioni finite, e l'A. spiega come si può intendere tale limitazione.

BARKLA C. G. *Velocità delle onde elettriche lungo i fili* (pp. 652-667). — La disposizione adottata è quella di Lecher col ponte terminale, e la misura della velocità era fatta spostando un ponte sui fili per trovare i nodi di vibrazione col metodo di Rutherford della smagnetizzazione che le oscillazioni producono in un ago magnetico che è avvolto da una spira formata dal ponte terminale. L'A. ha così trovato che la velocità delle onde elettriche nei fili di rame dipende dal loro diametro, e la differenza fra le velocità misurate con fili paralleli distanti cm. 7,8 è maggiore assai di quella calcolata da Sommerfeld per fili isolati. Inoltre per fili di ugual diametro la velocità è minore nel platino che nel rame.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile*.

A. BATTELLI NUOVO CIMENTO, Serie V, Vol. III, Tav. IV.



Torino - lit. Salussolia.

= mm. 5



T = 0, 000000744 d = mm. 2,5

13. 

ım. 2,5



T = 0, 000000821 d = mm. 3

14. 

mm. 2



T = 0,00000120 d = mm. 3

15. 

= mm. 1,5



T = 0, 00000302 d = mm. 2

16. 

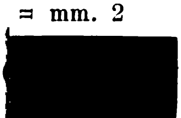
= mm. 2,5



T = 0, 00000239 d = mm. 2

17. 

= mm. 2



T = 0,00000239 d = mm. 2

18. 

d = distanza esplosiva

Stab. Eliot. Ing. Molfese - Torino.

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXI.

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Angelini Sebastiano
Cresci Giovanni
Fornari Cesare
Sironi Adolfo
Semmola Eugenio
Torre Giov. Battista

SULLA ENERGIA SVOLTA DALLA SCARICA OSCILLANTE DI UN CONDENSATORE NEI TUBI A VUOTO,

del Dott. ANGELO MARESCA [1]).

Nello stato attuale degli studi sulla scarica elettrica, appare di molta importanza il poter conoscere con qualche esattezza la relazione che esiste fra l'energia spesa nella scintilla e gli elementi che costituiscono il circuito di scarica, nelle diverse condizioni dell'una e dell'altro.

Già Paalzow, Villari, G. Wiedemann fecero delle ricerche accurate sull'energia assorbita dalla scintilla alla pressione ordinaria, sia in rapporto alla quantità di elettricità, sia in rapporto alla resistenza del circuito di scarica. Ma i loro risultati non possono che darci una idea quantitativa della quistione.

In un lavoro più recente però W. Kauffmann [2]) determinò in misura assoluta, il calore svolto dalla scintilla, provocata nell'aria alla pressione ordinaria, in un circuito del quale conosceva la resistenza, mentre poteva calcolare l'energia totale adoperata conoscendo la capacità della batteria e il potenziale di scarica. L'esperienze di Kauffmann mostrano che non è possibile equiparare le proprietà dell'intervallo di scarica a quelle di una resistenza metallica, come del resto risulta chiaramente dai lavori del Prof. Cardani [3]) e di Orgler [4]), ma che nella scintilla abbia sede, oltre che una resistenza dipendente dalle condizioni dell'esperienza, una caduta di potenziale costante agli estremi dell'intervallo di scarica.

Anche i Prof. Battelli e L. Magri [5]) in un recente lavoro sulle scariche oscillatorie hanno misurato la quantità di calore

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Wied. Ann., Vol. 60, pag. 653, 1897.
3) N. Cim. (4), Vol. 11, pag. 113, 1900, (5), Vol. 1, pag. 241, 1901.
4) Annalen der Physik, N. 1, 1900.
5) Atti della R. Accad. di Torino. Serie 2, Vol. 51, pag. 335, 1902.

svolta da tali scariche sia nel circuito metallico che nella scintilla. Le loro misure eseguite in condizioni molto diverse hanno sempre confermato che la quantità di calore svolta nella scintilla cresce meno rapidamente della distanza esplosiva, che essa inoltre è pressochè proporzionale (a parità di altre condizioni) all'energia elettrica che si scarica, e che infine la somma dell'energia calorifica svolta nel circuito metallico più quella svolta nella scintilla concorda col valore della energia elettrica posseduta dal condensatore.

Esistono anche ricerche eseguite nell'aria rarefatta, dovute al Prof. P. Cardani [1]), il quale studiò le variazioni dell'energia assorbita nei tubi a vuoto a diverse pressioni, mantenendo costante l'energia totale disponibile e il periodo di oscillazione delle scariche.

Egli trovò che l'energia assorbita dal gas attraversato dalla scarica presenta una profonda modificazione quando, col procedere della rarefazione la scintilla abbandona la forma di nastro brillante per assumere quella di fiocco; in seguito, per rarefazioni più spinte, l'energia assorbita diminuisce e raggiunge un minimo all'inizio dei fenomeni catodici, per ritornare ad aumentare poi col crescere della rarefazione.

Questa breve rivista dimostra che, ad onta dei lavori citati, non si hanno ancora i dati sufficienti per la soluzione del problema cui accennavo da principio. Col presente studio io ho inteso di portarvi qualche nuovo contributo, occupandomi specialmente delle scariche nell'aria rarefatta, e dividendo lo studio medesimo in due parti: l'una intesa a misurare direttamente l'energia spesa nei tubi a vuoto a pressioni differenti, in rapporto alla resistenza del resto del circuito, e l'altra diretta a studiare come dipenda il calore svolto nei tubi stessi dal potenziale di scarica.

La disposizione da me adoperata è la seguente: Una macchina elettrica serve a caricare due batterie di condensatori disposte in cascata, e in serie colle batterie sono poste una resistenza liquida impolarizzabile e il tubo di scarica, messo in comunicazione con una pompa a mercurio. Il tubo di sca-

1) Lavoro citato.

rica poi è circondato, come sarà detto più ampiamente in seguito, dal liquido calorimetrico i cui spostamenti in un cannello capillare riescono proporzionali all'energia assorbita dal gas sotto forma di calore.

Descrizione degli apparecchi.

La macchina elettrica da me adoperata H fig. 1, era del tipo Holtz doppia, (i cui dischi mobili erano del diametro di 70 cm) posta in movimento da un motorino elettrico.

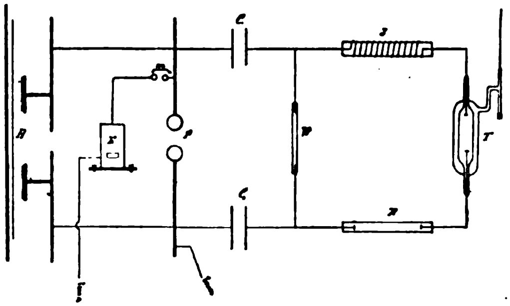


Fig. 1.

I poli della macchina comunicano cogli elettrodi di uno spinterometro micrometrico della forma ideata dal Prof. Cardani [1]).

Esso era costituito da due cilindri di ottone del diametro di 8 mm. circa, cogli estremi affacciati leggermente concavi nella parte centrale e coi bordi arrotondati; riuscivo così ad ottenere una differenza di potenziale abbastanza costante per una data distanza esplosiva.

Le armature esterne di due batterie di condensatori C_1 C_2, ciascuna composta di 4 grandi bottiglie di Leyda, erano poste in comunicazione cogli elettrodi dello spinterometro principale P. Fra le armature interne inserivo il tubo di scarica T, la resistenza liquida impolarizzabile R e una spirale S di filo di rame elettrolitico di 4 mm. di diametro e della lunghezza di

(1 N. Cim. (8), Vol. 35, pag. 158.

16 m. la cui resistenza, anche per scariche oscillanti, era trascurabile rispetto alla resistenza liquida. Infatti, la resistenza della spirale per correnti continue era di 0,020 ohm. e per scariche oscillatorie della frequenza di $n = 10^6$, che era la massima che potevo raggiungere in queste esperienze, introducendo la correzione data dalla nota formola di Stefan [1]), poteva arrivare fino a 0,30 ohm., mentre d'altra parte la resistenza della colonna liquida inserita era in media di 12 ohm.

La resistenza liquida era formata da una soluzione di solfato di zinco in acqua distillata al 23 %; gli elettrodi di zinco erano circolari e del diametro di 7,2 cm.: una scala divisa in millimetri mi permetteva di misurare gli spostamenti dell'elettrodo mobile. In derivazione tra le armature interne ponevo una grande resistenza W, composta da una colonnina d'acqua contenuta in un tubo sottile di vetro: così i condensatori si caricavano lentamente attraverso questa grande resistenza e la scarica scoccava contemporaneamente nello spinterometro principale P e nel tubo a vuoto T.

Calorimetro.

Il tubo di vetro in cui passavano le scariche era cilindrico della lunghezza di 5 cm. e del diametro di 1,5 cm. Alle due estremità erano saldati due tubi sottili, pure di vetro, (fig. 2) in cui erano fissati i fili che portavano gli elettrodi circolari di alluminio *e e'*. Al tubo di scarica era saldato alla fiamma un secondo tubo del diametro di 3 cm., il quale portava nella parte superiore un braccio a cui si fissava un cannello capillare termometrico a foro sottilissimo e ben calibro. L'intervallo compreso fra i due tubi si riempiva con toluolo e gli spostamenti del menisco si leggevano con cannocchiale sopra una scala tracciata in millimetri sul tubo capillare.

Per ricondurre il toluolo in fondo alla scala mi servivo del mercurio contenuto nel tubo di gomma C, che potevo sollevare e abbassare a piacere: il rubinetto R mi permetteva poi di separare il mercurio dal resto del cannello. Allo scopo

1) Stefan, Wied. Ann. 41, pag. 400, 1890.

di campionare il calorimetro e poter stabilire le comunicazioni colla pompa a mercurio, introducevo a tenuta d'aria il tubo t' in un altro tubo T il quale comunicava colla pompa, e conteneva nella parte inferiore H poche goccie di mercurio: in questo mercurio pescava poi il filo d'alluminio che reggeva l'elettrodo inferiore e'.

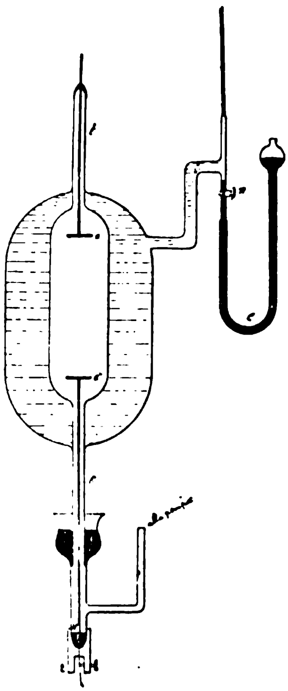


Fig. 2

Tutto quanto il calorimetro era racchiuso in una campana di vetro per modo che un considerevole strato d'aria evitasse gli scambi repentini di calore col l'ambiente.

Campionamento del calorimetro.

Per determinare l'energia corrispondente allo spostamento di una divisione del toluolo, mi son giovato del calore svolto da una corrente continua in una spiralina di costantana, di resistenza pure nota, introdotta nel tubo.

Per questo il calorimetro veniva staccato dal tubo di attacco T; la spiralina, saldata ai capi di due fili di rame, s'introduceva nel tubo di scarica in modo che si disponesse nella parte centrale e si fissavano i fili di rame ai tubi t, t' con glu marino.

La spiralina s'inseriva allora nel circuito di una bussola di Wiedemann, campionata, e si mandava la corrente attraverso il circuito per 30 secondi, facendo le letture al calorimetro di minuto in minuto.

La posizione del menisco nel tubo capillare, anche quando nel tubo a vuoto non passava la corrente, non restava mai costante per effetto degli scambi di calore tra il tubo a vuoto e l'ambiente.

Per tale ragione tutte le letture calorimetriche venivano fatte nella seguente maniera.

Si aspettava che detti scambi avessero preso un regime permanente, si aspettava cioè che il menisco avesse subito spostamenti quasi uguali durante i successivi minuti. Si mandava allora la corrente nella spiralina del calorimetro per 30 secondi e poichè in generale si verificava che il calorimetro riprendeva il suo andamento normale dopo due minuti, si ammetteva che bastassero due minuti perchè il calore svolto nella spirale passasse nel toluolo.

Sottraendo dall' innalzamento s che effettivamente aveva subito il menisco in questi due minuti, l' innalzamento s' (positivo o negativo) che il menisco avrebbe subito in quei due minuti se non si fosse mandata la corrente, si otteneva lo spostamento dovuto al calore svolto dalla spiralina; quest' ultimo viene da me indicato col nome di spostamento corretto.

In pratica le letture al calorimetro si facevano di minuto in minuto. Se s_a, s_b, s_c, s_d rappresentano gli spostamenti letti alla fine di quattro minuti consecutivi, e se la corrente passava nell' intervallo compreso tra la lettura s_a e la s_b lo spostamento totale subìto dal menisco è dato da

$$s = s_b + s_c .$$

Lo spostamento s' che avrebbe subìto il menisco se in quei due minuti non fosse passata la corrente si può ritenere uguale alla somma dello spostamento s_a osservato nel minuto precedente il passaggio della corrente e di quello s_d osservato quando il calorimetro aveva ripreso il suo valore normale.

Lo *spostamento corretto* è quindi dato da

$$s - s' = s_b + s_c - (s_a + s_d).$$

Questa formula non è rigorosamente esatta; tuttavia l'approssimazione che si ottiene applicando la medesima è sufficiente in ricerche di questo genere.

Indicando con i l'intensità della corrente in ampères, r la resistenza in ohm della spiralina, t il numero dei secondi durante il quale aveva luogo il passaggio della corrente, n gli

spostamenti del toluolo nel tubo capillare; la costante dell'apparecchio era data in Joule da:

$$\lambda = \frac{i^2 r t}{n} .$$

Così ottenni pel valore di questa costante:

$$\lambda = \frac{0{,}351^2 \times 0{,}415 \times 30}{119{,}9} = 0{,}0127 .$$

Esperienze.

In una prima serie di esperienze tenevo costante la pressione nel tubo a vuoto, che era data direttamente in mm. di mercurio dal manometro annesso alla pompa ed inserivo ad ogni determinazione un nuovo tratto di resistenza liquida in modo da inserire nel circuito da un minimo di resistenza, corrispondente ad una colonna di 6 cm., ad un massimo di 36 cm., facendo sei gruppi di determinazioni per ciascuna pressione.

Per ciascun gruppo calcolavo la media degli spostamenti corretti relativi alle singole determinazioni e assumevo quella media come valore definitivo.

Le letture al calorimetro si facevano di minuto in minuto e ad ogni determinazione si mandavano nel tubo 15 scariche in 30 secondi.

In generale poi i singoli spostamenti non differivano dalla media di più del 5,6 %; ma del resto è noto che tali metodi calorimetrici non consentono per le scariche una maggiore precisione. Le correzioni per lo scambio di calore coll' ambiente si facevano nel modo che ho esposto per la taratura del calorimetro con corrente continua.

Nella tabella I si trovano i risultati di tutte le esperienze.

TABELLA I.

Pressioni nel tubo in mm. di Hg	Spostamenti q del toluolo nel cannello capillare per lunghezze R della colonna di $ZnSO_4$ di cm.					
	6	12	18	24	30	36
120	113	92	85	81	78	74
40	123	113	107	103	100	97
20	120	104	88	80	75	72
3	103	88	72	65	61	58

Mi sono occupato di cercare una relazione generale fra le quantità q di calore svolto nel tubo e la resistenza R del resto del circuito, e ho trovato adatta per rappresentare i risultati sopra riferiti, la formola seguente:

$$q = A + \frac{B}{R} \tag{1}$$

I valori più convenienti delle costanti A, B, che entrano nella (1) sono stati determinati col metodo dei minimi quadrati in base ai dati q, R ricavati direttamente dall'esperienze; questi valori sono riportati nella tabella II in corrispondenza alle diverse pressioni.

TABELLA II.

Pressioni nel tubo in mm. di Hg	A	B
120	66,91	304,80
40	91,65	239,20
20	60,47	448,80
3	47,31	414,40

Nella tabella III sono messi in confronto gli spostamenti del toluolo osservati nel cannello capillare e quelli calcolati introducendo nella (1) i valori delle costanti A, B riportati nella tabella II.

TABELLA III.

Lunghezze R in cm. della colonna di $ZnSO_4$ inserita	Pressione 120 mm.		Pressione 40 mm.		Pressione 20 mm.		Pressione 3 mm.	
	Spostam. calcolati	Spostam. osservati	Spostam. calcolati	Spostam. osservati	Spostam. calcolati	Spostam. osservati	Spostam. calcolati	Spostam. osservati
6	117,7	113	131,5	123	134,2	120	116,3	103
12	93,2	92	111,5	113	98,8	104	81,8	88
18	83,8	85	104,9	107	85,4	88	70,3	72
24	79,6	81	101,6	103	79,1	80	64,6	65
30	77,1	78	99,6	100	75,4	75	61,1	61
36	75,3	74	98,3	97	72,9	72	58,8	58

Si vede adunque che, dentro i limiti degli errori di queste determinazioni, i valori degli spostamenti calcolati e quelli dati dall'esperienza sono abbastanza concordanti tra di loro. Del resto è stato verificato dal Kauffmann [1]) che una relazione della forma (1) vale anche tra l' energia svolta nella scintilla alla pressione ordinaria e la resistenza del circuito di scarica.

***

Volendo di poi studiare lo sviluppo di calore del tubo in rapporto alla differenza di potenziale, ho mantenuto costante la capacità del circuito di scarica ed ho fatto variare, dentro certi limiti, il valore del potenziale stesso, variando la distanza esplosiva allo spinterometro principale P.

L'esperienze erano condotte nel modo seguente:

Si escludeva dal circuito di scarica la resistenza liquida R e al posto della spirale S se ne sostituiva un'altra costituita da un filo di rame elettrolitico di 1 mm. di spessore e della lunghezza di 90 m. fissato sopra un cilindro di vetro di 17 cm. di diametro.

Al principio di ciascuna determinazione si disponeva lo spinterometro P ad una data distanza, la quale era mantenuta costante per una serie intera di esperienze. Mediante il contatto *m*, indicato nella fig. 1, si stabilivano le comunicazioni tra uno degli elettrodi dello spinterometro e l'ago di un elettrometro del Righi E.

La custodia metallica dell' elettrometro e l'altro elettrodo si mettevano al suolo. Le deviazioni δ dell' ago riuscivano al-

1) Lavoro citato.

lora proporzionali al quadrato del potenziale di scarica V, cosicchè era $$\delta = \lambda V^2,$$
essendo λ una costante.

Il valore di questa costante fu determinato con un elettrometro assoluto del Thomson e risultò uguale a 0,185 U. E. [C. G. S].

Poscia, levate le comunicazioni coll' elettrometro, l' esperienze procedevano come prima, mandando nel tubo 15 scariche in 30 secondi.

Nella tabella IV riporto i risultati, indicando con q gli spostamenti del toluolo nel cannello capillare, e con V il potenziale di scarica in U. E. [C. G. S].

TABELLA IV.

	V^2 =	291,8	410,8	486,4	713,6	908
	V^3 =	4984	8330	10711	19078	27358
Pressione 60 mm.	q =	59	80	92	138	166
	$\frac{q}{V^2}$ =	0,202	0,194	0,191	0,193	0,183
	$\frac{q}{V^3}$ =	0,0118	0,00960	0,00859	0,00724	0,00606
Pressione 20 mm.	q =	61	91	99	143	185
	$\frac{q}{V^2}$ =	0,209	0,221	0,204	0,200	0,203
	$\frac{q}{V^3}$ =	0,0122	0,0109	0,00924	0,00749	0,00676
Pressione 5 mm.	q =	44	68	79	113	141
	$\frac{q}{V^2}$ =	0,150	0,165	0,162	0,158	0,155
	$\frac{q}{V^3}$ =	0,00882	0,00816	0,00737	0,00592	0,00515
Pressione 2 mm.	q =	35	55	63	90	102
	$\frac{q}{V^2}$ =	0,119	0,134	0,129	0,126	0,112
	$\frac{q}{V^3}$ =	0,00702	0,00660	0,00588	0,00472	0,00373

Dai risultati riportati in questa tabella si può concludere che per i tubi a vuoto, coll'aumentare del potenziale di scarica si mantiene sensibilmente costante il rapporto tra l'energia spesa nel tubo e il quadrato del potenziale.

Per la scintilla alla pressione ordinaria il Kauffmann [1]) aveva invece trovato che, per potenziali di scarica non troppo alti, si mantiene costante il rapporto $\frac{q}{V^2}$. Si avrebbe così una spiccata differenza tra il comportamento di un tubo a vuoto e quello della scintilla alla pressione ordinaria. Prima di formulare una conclusione in questo senso mi è sembrato opportuno di riprendere le esperienze del Kauffmann relative alla quantità di calore che si sviluppa nella scintilla alla pressione ordinaria.

Ho istituito quindi delle esperienze nelle quali, al posto del tubo a vuoto ho messo un nuovo calorimetro fondato sul principio del precedente e uguale a quello usato dai Prof. A. Battelli e L. Magri nel lavoro citato.

Anche in questo caso adoperavo come liquido calorimetrico il toluolo e procedevo alle misure con le stesse precauzioni di prima.

Funzionavano da elettrodi due cilindretti di alluminio dello spessore di 4 mm., cogli estremi affacciati, fra cui scoccavano le scintille leggermente arrotondati, (fig. 3).

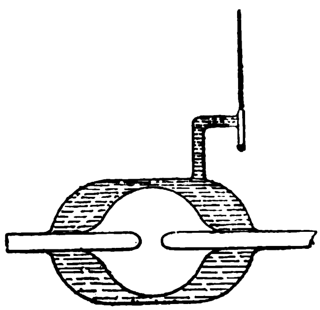


Fig. 3.

I cilindretti stessi erano fissati agli estremi di due baston-

1) Lavoro citato.

cini di ottone, capaci di scorrere in due apposite ghiere per portarli alla distanza voluta.

Gli elettrodi nell' interno del calorimetro, si fissarono alla distanza di 2 mm. la quale rimase costante per tutta la serie dell' esperienze, e l' apparecchio, così disposto, s' inserì, al posto del tubo a vuoto, nel circuito di scarica delle batterie di condensatori. Anche quì, come nel caso dei tubi a vuoto facevo variare il potenziale di scarica allontanando più o meno gli elettrodi dello spinterometro principale P.

In queste nuove misure il numero delle bottiglie di Leyda, in ciascuna batteria, fu aumentato da 4 a 7. Inoltre, in questo caso, ho creduto conveniente di sperimentare con potenziali di scarica all' incirca dello stesso ordine di grandezza di quelli adoperati dal Kauffmann; ho diminuito quindi la sensibilità dell' elettrometro del Righi per avere delle deviazioni comprese dentro i limiti della scala.

La costante dell' elettrometro, determinata in queste condizioni era di 0,108 U. E. [C. G. S.].

I risultati ottenuti colla nuova disposizione sono indicati nella tabella V, in cui q, V hanno il solito significato.

TABELLA V.

q	V^2	V^3	$\frac{q}{V^2}$	$\frac{q}{V^3}$
32	1074	35195	0,0298	0,000909
42	1343	49207	0,0313	0,000853
48	1574	62456	0,0305	0,000768
58	1833	78489	0,0316	0,000739

Si riconosce quindi dalla tabella riportata che le mie esperienze non confermano i risultati del Kauffmann e che anzi, mentre non appare ben definita la relazione tra lo sviluppo di calore nella scintilla, e il potenziale di scarica, tuttavia sembra che riesca meglio verificata la legge secondo cui si mantiene approssimativamente costante il rapporto $\frac{q}{V^2}$; cioè l'energia assorbita dalla scintilla aumenta all' incirca nella stessa ragione secondo cui cresce l' energia totale.

E del resto a risultati analoghi ai miei son pervenuti, per altra via, i Prof. Battelli e Magri nel lavoro sopra citato.

***

Dai diversi valori di q riportati nelle tabelle precedenti appare come, per una data condizione del circuito di scarica, si presentino delle modificazioni abbastanza sensibili relativamente allo sviluppo di calore nel tubo a vuoto col variare della rarefazione. Ciò è noto, del resto, dalle ricerche che ho citato in principio, del Prof. Cardani, il quale ha fatto su questo riguardo uno studio sistematico.

Avendo io però fra mano un apparecchio che mi permetteva la misura diretta dell'energia assorbita dal tubo a vuoto ho creduto utile di verificare i risultati che il Prof. Cardani ottenne con metodo indiretto e di esaminare inoltre quale variazione si avesse nel comportamento del fenomeno col variare il periodo della scarica oscillatoria.

La disposizione anche in questo caso, rimase la stessa di quella indicata nella fig. 1.

La distanza esplosiva allo spinterometro principale si mantenne costante ed uguale a 3 mm. circa.

Per avere con buona approssimazione il valore della capacità per scariche oscillanti, e quindi anche il periodo, si sostituirono al posto delle ordinarie bottiglie di Leyda due condensatori ad aria, costituiti ciascuno da 13 lastre quadrate, di vetro, delle dimensioni di 60×60 cm. e ricoperte di stagnola.

La capacità di ciascuno di essi fu determinata col metodo del galvanometro balistico, per confronto con un condensatore campione; essa risultò di $22,42 \times 10^{-4}$ microfaraday, per i due condensatori disposti sempre, come al solito, in cascata. Nel circuito di scarica s'inserivano il tubo a vuoto e successivamente delle spirali diverse per variare l'autoinduzione.

Il periodo d'oscillazione, essendo trascurabile per lo scopo mio la resistenza del circuito, si calcolava colla nota formola:

$$T = 2\pi \sqrt{LC} \qquad (2)$$

in cui L rappresenta l'autoinduzione e C la capacità.

Le spirali adoperate erano in numero di cinque, che potevo facilmente accoppiare tra di loro. Esse erano state costruite con filo di rame elettrolitico di 1 mm. di spessore, avvolto con grande regolarità sopra cilindri di vetro di diametri successivamente crescenti, sui quali poi era stato fissato con uno strato di gommalacca.

Per la più grande di queste spirali mi son servito di un'autoinduzione campione esistente nel nostro Istituto: il filo è avvolto sopra un cilindro di marmo lungo circa 85 cm. e spesso 24 cm.

Il coefficiente di autoinduzione si calcolava colla formula:

$$L = 4 \pi n n' s$$

nella quale:

n = numero totale delle spire;
n' = numero delle spire per cm.
s = area della sezione in cm^2.

Noto quì che veramente i valori di L, calcolati con questa formula non erano suscettibili di grande esattezza; ma in queste ricerche in cui mi era sufficiente soltanto di conoscere l'ordine di grandezza del periodo, potevo anche accontentarmi di questa prima approssimazione.

Trascrivo nel seguente specchietto i valori L in henry dei coefficienti di autoinduzione relativi alle varie spirali, convenientemente accoppiate e i corrispondenti valori dei periodi di oscillazioni, calcolati colla formula (2), in cui si è posto $C = 22,42 \times 10^{-10}$ farad.

Numero d' ordine	L	$2 \pi \sqrt{LC}$
1	$10,03 \times 10^{-5}$	$29,80 \times 10^{-7}$
2	$42,96 \times 10^{-5}$	$61,66 \times 10^{-7}$
3	$87,48 \times 10^{-5}$	$87,48 \times 10^{-7}$
4	$326,2 \times 10^{-5}$	$169,9 \times 10^{-7}$
5	536×10^{-5}	$223,2 \times 10^{-7}$
6	$889,2 \times 10^{-5}$	$280,4 \times 10^{-7}$

Durante il corso dell'esperienze ho mantenuto costante la capacità e il potenziale di scarica del circuito cosicchè tale era anche l'energia totale.

Nel tubo si mandavano 15 scariche in 30 secondi e le letture si facevano al solito ad ogni minuto.

Le pressioni si leggevano direttamente in mm. di mercurio nel provino della pompa.

Riassumo nella Tabella VI i risultati dell'esperienze.

TABELLA VI.

Periodi di oscillazioni	Spostamenti q del toluolo nel cannello capillare per le pressioni di mm.					
	90	45	24	17	18	4
$29{,}80 \times 10^{-7}$	61	66	73	69	65	51
$61{,}66 \times 10^{-7}$	59	64	70	62	59	50
$87{,}48 \times 10^{-7}$	55	61	63	60	56	48
$169{,}0 \times 10^{-7}$	52	55	61	58	54	43
$223{,}3 \times 10^{-7}$	49	53	55	52	44	41
$280{,}4 \times 10^{-7}$	45	51	53	50	42	35

Si vede quindi che per i diversi periodi da me studiati, l'energia assorbita dal tubo aumenta dapprima col diminuire della pressione fino a raggiungere un massimo che, nelle condizioni delle mie esperienze corrisponde a 24 mm. di mercurio, e poscia, col progredire della rarefazione tende a diminuire.

Dalla Tabella VI sembrerebbe lecito poter dedurre che, coll'aumentare del periodo, diminuisce l'energia spesa nel tubo; però è da notare che, restando in ogni caso la stessa la capacità del circuito di scarica, si aumentava il periodo introducendo nel circuito delle spirali di dimensioni crescenti, cosicchè, essendo costante l'energia totale, e crescendo il consumo nelle spirali, diminuiva la quantità di calore svolta nel tubo. Per questa ragione non è possibile trarre nessuna conclusione relativa alla dipendenza dell'energia svolta nel tubo dal periodo d'oscillazione.

Conclusioni.

Riassumendo, dai risultati dell' esperienze mi sembra si possa concludere:

1° Che per i tubi a vuoto, per le diverse rarefazioni studiate, esiste una relazione semplice tra l' energia q spesa sotto forma di calore e la resistenza R del circuito di scarica, data da:

$$q = A + \frac{B}{R}$$

in cui A, B sono due costanti;

2° Coll' aumentare del potenziale di scarica si mantiene prossimamente costante il rapporto tra l' energia spesa nel tubo e il quadrato del potenziale stesso;

3° Contrariamente a quanto aveva trovato il Kauffmann, per la scintilla alla pressione ordinaria vale anche la stessa relazione tra l' energia spesa e il quadrato del potenziale di scarica;

4° Per ciascuna delle frequenze adoperate, l' energia spesa nei tubi a vuoto aumenta col diminuire della pressione, raggiunge un massimo e poi diminuisce.

INFLUENZA DELLA DURATA DI CARICA SULLA DEFORMAZIONE DEI CONDENSATORI.

Nota del Dott. G. ERCOLINI.

1. Ad osservare che l' allungamento di condensatori cilindrici in vetro dipende dal tempo impiegato per caricarli, fu, credo, primo il Prof. Righi [1]); ma avendo trovato che questo tempo influisce solo sull' allungamento che resta dopo avvenuta la scarica, attribuì il fenomeno al calore sviluppatosi nel coibente.

Più tardi il Prof. Cantone [2]) osservò lo stesso fenomeno, ma dalle sue delicate misure risulta invece che la dilatazione residua è sensibilmente proporzionale alla variazione di volume, di cui è una frazione assai piccola, e perciò sembra che solo in ben poca parte il tempo di carica abbia influenza su di essa.

Nessuno, ch' io sappia, ha studiato particolarmente il cambiamento di deformazione dei condensatori col tempo di carica e perciò ho stimato utile occuparmi della questione.

2. È noto che, escluso forse l' etere, nessun dielettrico si polarizza istantaneamente, e che, avvalorata dall' esperienza, si è diffusa da tempo l' idea della completa analogia tra i fenomeni di polarizzazione dielettrica e quelli di deformazione elastica.

In questa via l' Ing. Lombardi [3]), seguendo la teoria che W. Weber [4]), diede alcuni anni or sono, dei fenomeni di elasticità, imagina le molecole d' un dielettrico dotate di assi di polarità elettrica diversa, orientati in tutte le direzioni se il dielettrico è allo stato naturale, in quella del campo se è sotto l' azione delle forze elettrostatiche. Ma la rotazione non può essere istantanea, perchè ad essa si oppongono le forze mo-

1) Nuovo Cimento, T. 6, p. 205, 1879.
2) Rendiconti Acc. Lincei, Vol. 4, fasc. 7-8, 1° sem. 1888.
3) Memorie R. Acc. d. Sc. di Torino, T. 44, 1894.
4) Pogg. Ann. 34, 1835. — Gott. Sumpt. Diet. 1841. — Pogg. Ann. 54, 1841.

lecolari, e la posizione d' equilibrio si raggiunge con una certa lentezza dipendente dalla costituzione molecolare del dielettrico e dal modo risultante con cui le forze che sollecitano le molecole distanti dal loro equilibrio variano al variare di questa distanza.

L. Houllevigue [1]) invece, dopo aver mostrato che le varie teorie proposte (eccetto però quella precedente che non ricorda affatto) non spiegano tutti i fenomeni conosciuti, segue, completandole, le idee del Maxwell sullo spostamento. L' effetto istantaneo della creazione d' un campo elettrico è dovuto allo spostamento dell' etere nel senso del campo finchè la reazione elastica, esercitata su di lui dal mezzo materiale, fa equilibrio alla forza del campo; l' effetto lento che sussegue deve attribuirsi alla reazione esercitata dall' etere sulle molecole del dielettrico. Sotto l' azione di questa forza le molecole cedono poco a poco in modo che le loro posizioni medie sono trasportate lentamente nel senso del campo, e così aumenta lo spostamento dell' etere.

Più recentemente il Pellat [2]) mostra che, senza fare alcuna ipotesi intorno alla natura della polarizzazione, se si mantiene costante il potenziale delle armature d' un condensatore, basta ammettere che la velocità di polarizzazione del dielettrico sia unicamente funzione della differenza tra la polarizzazione finale e l' attuale, per rendersi esatto conto dei varii fenomeni che presenta il dielettrico stesso [3]).

1) Annales d. l' Univ. d. Lyon, 32, 1897. — Journal d. Phys., T. 6, 1897.

2) Annales d. Chim. e. d. Phys., 7 série, T. 18, 1899.

3) L. Houllevigue dà la formula: $k' = k + \frac{4\pi}{a}$ che lega il potere induttore specifico apparente k' a quello vero k, essendo a il coefficiente di proporzionalità fra la reazione delle molecole opponentesi alla deformazione, e il loro spostamento. Il Pellat dà invece l' altra: $k' = k + 4\pi h$ dove h è il coefficiente di proporzionalità fra la polarizzazione finale e il campo finale. Dal confronto di a con h, e per quello che si deduce dalle esperienze del Pellat e da quelle del Curie (Ann. Chim. et d. Phys. 1889) sulla variazione di h, dovrebbe a essere sensibilmente costante per campi deboli, ed aumentare fino a diventare infinita per grandi valori del campo. Ciò mostrerebbe che, per grandissimi valori del potenziale, le deformazioni dei coibenti non aumentano con esso.

Delle tre teorie sopraricordate mi pare che solo quella dello spostamento si presti molto bene alla spiegazione del resultato interessante ottenuto dal Pérot (C. R., t. 144, p. 1528) che, cioè, il potere induttore specifico, determinato col metodo fondato sulla rifrazione delle linee di forza alla separazione di due dielettrici, verifica la legge del Maxwell ($k = n^2$) anche pei dielettrici a grande residuo.

Secondo dunque queste diverse teorie, l' effetto lento che sussegue la creazione del campo, potrebbe spiegare l'aumento di deformazione d' un coibente col tempo di carica.

3. Per vedere se e fino à qual punto questa interpretazione regga, ho creduto necessario di:

a) studiare l' andamento della carica e scarica in funzione del tempo di carica;

b) vedere se e come varia col tempo la deformazione del dielettrico posto in un campo costante.

I. — *Deformazioni a potenziale crescente.*

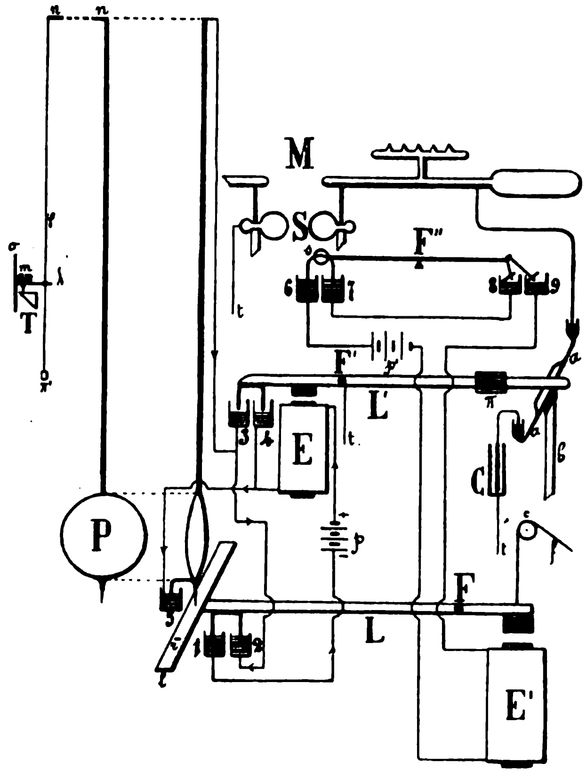
4. Per questa ricerca era necessario misurare esattamente il tempo di carica, e quindi occorreva:

1.° determinare l' istante in cui la carica comincia. Ho adottato la seguente disposizione:

Una leva rigida L, (v. figura), girevole attorno ad F, porta orizzontalmente ad un estremo una striscia di legno *l* che si trova ad 1 mm. di distanza dalla punta del pendolo P d' un grande orologio a secondi, ed una forcella metallica al di sopra dei pozzetti di mercurio 1 e 2. Una seconda leva metallica L', girevole intorno ad F', in comunicazione costante col suolo, porta ad un estremo una forcella sopra i pozzetti 3 e 4 e un pezzo di ferro dolce davanti all' elettrocalamita E; verso l'altro un peso π che la fa ben poggiare sull' asta *a* sorretta dalla bacchetta isolante *b* e di cui una estremità comunica col condensatore in studio C, l' altra con una sfera dello spinterometro S in contatto con un polo della macchina M, di cui l' altro pettine è a terra insieme alla seconda sfera di S.

A principio si solleva *l*, in modo che, appoggiato contro un piccolo rialto *r*, P resti permanentemente deviato; tirando poi la funicella *f*, che passa per la carrucola *c*, L si abbassa, P comincia ad oscillare, e passando per la posizione di riposo, l'appendice metallica ad esso raccomandata sfiora la superficie del mercurio del pozzetto 5, la corrente della pila *p* passa in E, L' si solleva da *a*, mette in comunicazione i pozzetti 3 e 4, che sono in derivazione sul circuito, la corrente quindi per-

severa in E e il condensatore si carica, se M già funzionava.



2.° determinare l'istante in cui avviene la scarica. — Al di sotto della sfera isolata di S ho messa una pallina di sambuco *s* attraversata da una sottile forcella metallica che fa comunicare fra loro i pozzetti 6 e 7 ed è portata da una leva leggera ed isolante, girevole intorno ad F'', all'altro estremo della quale si aggancia una forcella, tenuta inclinata e distante dal mercurio dei pozzetti 8 e 9 mediante due dischetti di carta ad essa attaccati verso le estremità.

Quando la carica di C comincia, *s* si solleva [1]), l'ultima forcella si dispone verticalmente sui suoi pozzetti facendoli co-

1) Occorre un po' di cura nel regolare, per ogni distanza esplosiva, la distanza fra *s* e la sfera di S, specialmente se il tempo di carica è breve. Un opportuno battente impedisce ad *s* di sollevarsi più del necessario.

municare; allorchè avviene la scintilla in S, si abbassa *s* e la corrente della pila *p'* circola nell'elettrocalamita E', che attira l'ancora fissata ad L: il circuito di *p* allora si apre, L' mette al suolo C ed M; e *l*, venendo ad urtare contro la punta, ferma istantaneamente il pendolo.

Per assicurar bene questa istantaneità, sulla *l* ho spalmato un sottile strato di mastice che, di quando in quando, riporto allo stato primiero passandovi sopra una lama calda di coltello.

3.° misurare il tempo decorso fra la carica e la scarica. — Al suo punto di sospensione P porta, ad angolo retto, un'asta rigida *n*, da cui parte un filo φ, teso da un pesettino π', fissato con cera attraverso ad una lastrina metallica λ che, per mezzo di due punte, poggia sul sostegno T; ad essa è raccomandato lo specchietto σ, davanti al quale si trova un cannocchiale con scala, ed una massa *m* mantien fisso il contatto delle punte.

Dalla posizione della lancetta dei secondi e dalla deviazione di σ, servendomi di una tavola che dà la fase di oscillazione in funzione dello spostamento, deduco facilmente la durata di carica.

Nel mio caso una oscillazione semplice comprende sulla scala 140 cm., e la sua durata, dedotta da numerosi confronti con un orologio a quinti di secondo, è di 0",987. Da esperienze preliminari, fatte mediante caduta di un peso, mi sono accertato che le deviazioni di σ concordano entro i 6 mm.; sicchè credo di non esser molto discosto dal vero ritenendo che con questa disposizione si ha con sicurezza il centesimo di secondo.

5. I varî condensatori studiati sono formati da una canna di vetro che da una parte termina con una callotta sferica, dall'altra con un tubo stretto a grossa parete, che piegasi ad angolo retto e finisce in un tubo capillare calibro, lo stesso per tutti i condensatori.

L'armatura interna è costituita da acqua di fonte disaereata, poichè il riempimento dei recipienti vien fatto, come quello di una canna barometrica, mediante la macchina pneu-

matica: l'esterna è stagnola bene aderente [1]) e sempre in comunicazione col suolo: un filo di rame, collegato con una Voss, mandata a mano il più uniformemente possibile, pesca fin quasi al fondo dei cilindri, nei quali penetra attraversando un tubetto saldato presso la piegatura del tubo portante il capillare e che viene poi riempito di mastice.

Ogni condensatore vien posto verticalmente entro un cilindro metallico, in comunicazione col suolo, del diametro di 10 cm., e contenuto in una cassa di legno di 30 $\times$ 30 $\times$ 95 cm. e da essa separato mediante trucioli di legno: una seconda cassa più grande racchiude tutto.

Il capillare esce orizzontalmente da una parete ed è osservato con un microscopio munito di micrometro oculare.

Sarebbe stato desiderabile di eseguire su ogni condensatore contemporaneamente la misura della variazione di lunghezza e quella di volume interno; ma per la prima dovendosi usare il metodo del Fizeau, come il più sicuro e diretto, non si avrebbe avuto nessun particolare sul moto di ritorno del condensatore alle condizioni iniziali, tranne nel caso in cui lo spostamento fosse minore di una frangia [2]). Perciò mi son dovuto limitare allo studio della sola variazione di volume interno.

Molti sono i condensatori studiati, ma qui riferirò le misure complete eseguite sopra otto di essi delle seguenti dimensioni:

N.°	Diametro esterno	Lunghezza dell'armatura esterna [3])	Grossezza della parete
1	mm. 6,4	mm. 673,80	mm. 0,30
2	» 7,5	» 717,25	» 0,35
3	» 10,9	» 709,55	» 0,49
4	» 9,1	» 730,45	» 0,50
5	» 6,8	» 651,60	» 0,51
6	» 9,2	» 693,40	» 0,52
7	» 15,6	» 682,20	» 0,60
8	» 9,2	» 688,40	» 0,90

1) Sostituendo alla stagnola un sottile strato di acqua, non ho avuto nessuna differenza apprezzabile nel comportamento di un recipiente.

2) Cantone, l. c.

3) Non compresa la callotta sferica.

Compendio i risultati ottenuti nelle seguenti tabelle ove D indica la distanza esplosiva in mm. allo spinterometro S, munito di sfere di ottone di 2 cm. di diametro e la cui distanza può determinarsi, al 0,1 mm., mediante scala con nonio; *t* il tempo di carica in secondi; *d* il numero delle divisioni del micrometro ottenute fino alla scarica; δ quelle che, appena essa è avvenuta, mancano al menisco per ritornare alla posizione primitiva; δ' quelle che la sopravanzano in ultimo.

Condensatore N. 1.

D = 1				D = 2				D = 3			
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'
0,51	1,8	—	—	1,70	6,0	1,0	0,5	2,32	13,0	3,0	1,5
1,06	1,8	—	—	2,05	6,0	1,1	0,5	3,51	13,1	3,0	1,6
2,05	2,1	0,1	0,2	6,21	7,8	1,5	1,0	5,62	15,0	3,6	1,9
7,91	2,7	0,3	0,5	15,78	10,0	2,5	1,5	14,08	20,0	6,1	2,5
9,09	2,8	0,3	0,6	23,03	12,0	3,2	2,1	27,19	26,0	10,2	4,5

Condensatore N. 2.

D = 1				D = 2				D = 3				D = 4			
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'
0,40	1,5	—	—	1,61	7,0	1,6	0,6	2,01	11,0	2,0	1,3	2,81	20,0	3,5	2,3
0,98	1,5	—	—	2,15	7,0	1,6	0,6	2,55	11,0	2,1	1,4	3,28	20,1	3,5	2,4
2,21	1,6	—	0,2	3,10	8,0	2,0	0,9	3,29	12,0	2,3	1,6	4,15	21,0	4,0	2,6
6,03	2,3	0,3	0,4	7,11	9,3	2,2	1,3	6,13	15,0	3,1	1,8	10,39	25,0	6,0	3,3
11,85	3,2	0,5	0,8	10,15	11,0	2,5	1,5	9,21	17,0	3,5	1,9	14,89	28,0	8,0	3,7
—	—	—	—	16,99	13,0	3,0	1,9	15,78	19,0	4,0	2,3	20,01	31,0	10,0	4,0

Condensatore N. 3.

0.28	1,8	—	—	0,69	4,0	0,3	0.4	2,05	8.0	0.6	0,5	2,61	13,0	1,0	1,0
0,95	1,3	—	—	1,11	4,0	0,4	0,5	3.27	8,0	0.5	0,5	3.11	13,0	1,0	1,1
1,59	1,6	0.1	0,1	4,34	4,5	0,4	0,6	5.53	8,5	0,7	0,8	4.98	15.0	1,6	1,8
4,31	2,0	0.2	0,3	8.49	5,0	0,6	0,8	10 22	9,8	1,1	0,9	9,88	16.3	2,5	1,7
7,37	2,1	0.2	0,4	13,26	5,3	0,7	0,9	14,92	11,5	1,4	1,1	14,12	17,2	2,7	1,9
14,33	2,6	0,3	0,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Condensatore N. 4.

D = 1				D = 2				D = 3				D = 4			
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'
0,57	0,9	—	—	0,79	2,8	0,2	0,3	1,95	4,8	0,3	0,8	2.02	8,0	0,6	1,0
1,00	0,9	0,1	0,1	2,03	2,8	0,2	0,4	2,13	4,8	0,2	0,8	3,05	8,0	0,7	1,0
3,25	1,0	0,1	0,2	3,96	3.0	0,3	0,6	4,23	5,1	0,3	0,9	7,95	10,0	1,3	1,3
5,05	1,2	0,2	0.2	9.13	3,8	0,4	0,8	7,10	5,5	0,4	1,1	15,77	12,0	2,4	1,5
7,95	1,3	0,2	0,3	14,81	4,4	0,5	1,0	12,66	6,0	0,6	1,3	—	—	—	—
13,78	1,6	0,3	0,4	—	—	—	—	28,01	8,0	2,3	1,8	—	—	—	—

Condensatore N. 5.

D = 2				D = 3				D = 4				D = 5			
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'
0,81	1,1	—	—	0,79	2,5	—	0,8	1,22	3,8	0,7	1,7	1,17	5,8	0,7	2,9
1,76	1,1	—	0,1	1,91	2,5	—	0,8	2,49	3,8	0,7	1,6	3,29	5,8	0,8	2,9
2,31	1,3	—	0,2	5,21	3,8	0,4	1,1	3,57	4,5	1.0	1,8	4,21	6,8	1,2	3,0
8,45	2,0	0,3	0,8	6,97	4,1	0,5	1,2	8,51	5,8	1,6	2,7	7,42	8,0	1,5	3,5
14,15	2.5	0,5	0,9	12,10	4,8	0,6	1,5	25,35	7,9	2,5	3,3	20,21	9,5	2,5	5,0
17,33	2,7	0,6	1,2	18,21	5,2	0,8	1,7	—	—	—	—	—	—	—	—

Condensatore N. 6.

0,51	**2,0**	—	**0,3**	**1,87**	**4,0**	**0,5**	**1,0**	**1,95**	**7,0**	**0,6**	**2,5**	**2,61**	**11,0**	**1.2**	**2,5**
1,81	**2,0**	—	**0,8**	**2,95**	**4,0**	**0,5**	**1,1**	**3,00**	**7,1**	**0,7**	**2,6**	**3,47**	**11.0**	**1,2**	**2,6**
2,31	**2,1**	**0,1**	**0,4**	**3.71**	**4.2**	**0,5**	**1,2**	**4,15**	**7,3**	**1,0**	**2,7**	**5.17**	**11,2**	**1,3**	**2,9**
4,97	**2,5**	**0,2**	**0,6**	**10,11**	**5,1**	**0,7**	**1,4**	**12,16**	**8,1**	**1,2**	**3,1**	**8,23**	**12,0**	**2,0**	**3,7**
8,87	**3,3**	**0,3**	**1,2**	**17,13**	**5,8**	**0,9**	**1,8**	**19,14**	**9,0**	**2,0**	**4,5**	—	—	—	—

Condensatore N. 7.

D = 1				D = 2				D = 3				D = 4			
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'
0,37	1,7	—	—	0,65	4,8	0,2	0,6	2,01	9,5	0,6	0.8	2,06	20,0	3.0	1,3
1,10	1,7	—	—	1,71	4,8	0,4	0,6	2,25	9,5	0,6	0,8	3,00	20,0	3,1	1,3
2,01	1,8	—	0,3	3.27	4,9	0,4	0,6	3,12	9,6	0,6	0,8	13,10	23.0	4.9	2,4
4,17	2,0	—	0,4	11,77	5,7	0.7	0,9	6,03	11,0	1,2	0,9	17,59	24,0	5,1	2,8
10,06	2,4	0,1	0,5	17,16	7,3	2,0	1,3	15,71	13,2	3,0	1,5	—	—	—	—

Condensatore N. 8.

D = 2				D = 3				D = 4				D = 5			
t	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'	*t*	*d*	δ	δ'
1,11	0,7	—	—	1,75	1,6	0,2	0,5	1,77	2,8	0,4	1,0	1,91	4,0	0,4	1,8
1,61	0,7	—	0,2	2,88	1,6	0,2	0,5	2,15	2,8	0,4	1,0	2,21	4,0	0,4	1,9
6,12	0,9	—	0,3	4,95	2,0	0,3	0,6	4,04	3,2	0,5	1,2	7,41	5,8	0,7	2,0
10,24	1,3	—	0,5	9,77	2,5	0,4	1,0	19,79	5,9	2,0	1,8	15,36	6,9	1,1	2,7
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	21,32	7,4	1,3	2,8

Da queste tabelle si ricava principalmente che:

1° La deformazione dei condensatori aumenta al crescere del tempo di carica, eccetto che nei primi momenti in cui si conserva sensibilmente costante, in generale, per un tempo tanto più lungo quanto maggiore è il potenziale: l'aumento di deformazione diminuisce con la durata di carica [1]).

2° La scarica non riconduce un condensatore alle condizioni iniziali: la deformazione residua cresce elevandosi il potenziale e la durata di carica.

3° Dopo un certo tempo, sempre assai breve, il condensatore ritorna alle condizioni iniziali, le sorpassa e rimane deformato per un tempo lungo (non mai minore di 5′ circa).

La deformazione persistente, quasi sempre maggiore della residua, aumenta crescendo il tempo di carica e il potenziale e diminuendo la grossezza della parete.

È da osservare che parecchi condensatori, dopo trascorsi diversi giorni dalle prime serie di esperienze, vennero di nuovo assoggettati allo studio e dettero risultati concordanti coi precedenti.

Regolando opportunamente la comunicazione fra la stanza delle esperienze ed una attigua, posta a tramontana, sono riuscito a mantenere la temperatura pressochè costante: in tutto il lungo periodo delle ricerche è variata da 8°,3 C. a 10°,5 C.

1) Nella deformazione indicata con *d* è compresa quella dovuta alla carica e la istantanea dovuta alla scarica.

II. — *Deformazioni a potenziale costante.*

6. Per ottenere un potenziale costante ed abbastanza elevato sono ricorso alla differenza di potenziale che si può avere fra due punte, in comunicazione con la macchina elettrica, tra cui si produca un effluvio elettrico permanente. Per misurarla, non avendo nessun mezzo, mi sono costruito un elettrometro così fatto: Un comune ago magnetico lungo 12 cm. può ruotare sopra la punta isolata d'un ago da cucire, e porta ad ogni estremità un filo d'alluminio che sorregge una sferetta di midolla di sambuco, dal raggio di 5 mm., resa conduttrice col ricoprirla d'uno strato di porporina (solfuro di stagno) stemperata in una soluzione di gomma. La distanza fra i centri delle sfere è di 18 cm. e accanto a queste se ne trovano, in posizione fissa, due altre di ottone del raggio di 11 mm. Tutto è collocato sotto una campana di vetro, ricoperta all'interno di stagnola in comunicazione col suolo, fuorchè per una striscia orizzontale larga 3 mm. e lunga un 25 cm., che permette di vedere la rotazione delle sfere mobili che avviene allorchè l'ago e le quattro sfere comunicano con una sorgente di elettricità, e si legge su di una scala in mm. incollata sulla campana esternamente e subito al di sotto della striscia; perciò la sfera mobile vicina porta un indice di mica sottile e tinto in nero.

L'ago trovasi un po' spostato dal meridiano magnetico, in modo che, quando tutto è al suolo, le sfere mobili aderiscono bene con le fisse. Caricando il sistema le prime deviano vincendo la componente orizzontale del campo terrestre. Per smorzare le escillazioni ho munito l'ago di due fili di alluminio terminanti con un'aletta che pesca nell'olio d'oliva contenuto in una vasca.

Ho graduato questo elettrometro [1]) mediante lo spintero-

1) Conoscendo il valore della componente orizzontale H del campo terrestre e il momento M dell'ago, si può calcolare il potenziale V corrispondente ad ogni deriazione. Infatti: Sia L la distanza fra i centri delle sfere mobili, a la distanza fra le sfere a cui si fanno equilibrio la ripulsione F e H, e α l'angolo che fa l'ago col meridiano magne-

metro S ed una batteria di condensatori servendomi delle tavole del Heydweiller [1]).

Con tale elettrometro ho potuto fare due spinterometri a finissime punte di ottone poste ad una tale distanza da avere fra esse, durante l'effluvio costante, la differenza di potenziale corrispondente rispettivamente a $D=1$ e $D=2$ mm. fra le sfere di S.

7. La disposizione adottata in queste esperienze è la seguente:

Lo spinterometro a punte è in comunicazione coi poli della macchina M e con le armature di una batteria di otto grandi bottiglie, di cui l'esterna è al suolo. L'armatura interna del condensatore in esame C fa capo all'asta *a* e ad un pozzetto di mercurio prossimo ad un altro collegato col polo isolato di M. Il pendolo P oscilla continuamente, e il suo battito è di guida a chi gira la macchina per mantenerla in moto uniforme. Quando l'efflusso fra le punte si è stabilito, mediante un filo si alza la leva L', e, ad un momento determinato, si carica istantaneamente C facendo comunicare i due pozzetti, isolati, per mezzo d'un gancio metallico, provvisto di manico isolante, che si abbassa a mano con rapidità: indi si fanno le letture al microscopio di 5" in 5" e si scarica in ultimo il condensatore abbassando rapidamente L'.

Avanti ogni serie di esperienze mi assicuro che la distanza fra le punte dello spinterometro corrisponda esattamente alla distanza esplosiva voluta; del resto l'elettrometro è sempre in comunicazione con la batteria dei condensatori, e l'ago man-

tico. Si prolunghi *a* di $b=\frac{F}{2}$ e sia *c* la sua componente tangenziale che, con la simmetrica rispetto alla punta su cui ruota l'ago, forma la coppia deviatrice. Uguagliando il momento di questa ($c\,L$) con quello della coppia orizzontale terrestre ($M\,H \operatorname{sen} \alpha$), con considerazioni geometriche semplici si trova:

$$F=\frac{4\,M\,H \operatorname{sen}\frac{\alpha}{2}}{L}$$

che, uguagliata alla forza di ripulsione delle quattro sfere di raggi R e R', fornisce:

$$V=\sqrt{\frac{2\,L}{R\,R'}\,M\,H \operatorname{sen}^2\frac{\alpha}{2}}\ .$$

1) Wied. Ann. Band 48, 1893.

tiene assolutamente costante la sua deviazione, finchè si gira la macchina con sufficiente uniformità.

Per assicurare la costanza di temperatura ho eseguito le esperienze in quelle ore in cui il termometro mostrava variazioni impercettibili e il menisco del tubo capillare era perfettamente immobile. Era evitato il più piccolo irraggiamento fra l'osservatore e il capillare. Con tali precauzioni ho potuto avere resultati concordanti, anche per cariche molto lunghe. Riporto una delle diverse serie eseguite per tempi di carica più prossimi a quelli delle prime esperienze:

Cond. N.°	D = 1				D = 2			
	t	d	δ	γ	t	d	δ	γ
1	5	2,0	0,2	2,0	5	7,0	3,5	2,1
	10	2,3	0,3	2,2	10	9,0	4,9	2,3
	—	—	—	—	15	9,7	5,1	2,5
	—	—	—	—	20	10,3	5,3	3,0
2	5	2,5	0,7	1,0	5	8,3	5,1	1,6
	10	2,8	0,9	1,3	10	9,3	5,2	1,8
	15	3,4	1,0	1,5	15	10,0	5,5	1,9
	—	—	—	—	20	10,6	5,7	2,1
3	5	1,9	0,2	0,3	5	5,0	2,4	0,6
	10	2,1	0,3	0,4	10	5,6	2,7	0,8
	15	2,4	0,5	0,6	15	6.0	3,1	1,1
4	5	0,9	0,1	0,6	5	3,0	0,8	1,0
	10	1,0	0,0	0,8	10	3,4	1.0	1,0
	15	1,0	0,0	1,1	15	3,7	1,1	1,2
5	—	—	—	—	5	1,1	0,2	0,6
	—	—	—	—	10	1,0	0,0	0,7
	—	—	—	—	15	1,0	—0,1	1,0
	—	—	—	—	20	0,9	—0,2	1,5
6	—	—	—	—	5	2,0	0,4	1,7
	—	—	—	—	10	2,7	0,5	2,0
7	5	2,3	0,8	0,2	5	6,2	3,5	1,0
	10	2,6	1,0	0,5	10	6,5	3,7	1,2
	—	—	—	—	15	6,8	3,9	1,6
	—	—	—	—	20	7,1	4,1	1,8
8	—	—	—	—	5	0,8	0,0	1,6
	—	—	—	—	10	0,9	—0,2	2,0

III. — *Discussione dei risultati.*

8. Dal confronto fra i valori delle tabelle fin qui riportate si ricavano due fatti:

1° Le variazioni relative di deformazione a potenziale crescente non sono minori di quelle a potenziale costante. Infatti, calcolando le differenze [1]) fra le prime e le seconde, si ottiene:

Cond. N.°	D = 1		D = 2		
	5" a 10"	10" a 15"	5" a 10"	10" a 15"	15" a 20"
1	0,10	—	0,08	0,03	0,02
2	0,01	0,24	0,04	0,02	0,04
3	0,02	0,10	0,05	0,02	—
4	0,06	0,10	0,16	0,05	—
5	—	—	0,03	0,04	0,06
6	—	—	0,05	—	—
7	0,08	—	0,02	0,02	0,04
8	—	—	0,09	—	—

2° Le deformazioni a potenziale crescente sono più grandi di quelle dovute ad un campo costante. Infatti per le loro differenze relative si hanno i valori:

Cond. N.°	D = 1			D = 2			
	5"	10"	15"	5"	10"	15"	20"
1	0,17	0,34	—	0,87	0,73	0,72	0,76
2	0,04	0,11	0,29	1,00	0,89	1,07	1,18
3	0,09	0,11	0,22	0,50	0,56	0,60	—
4	0,23	0,15	0,27	0,26	0,45	0,51	—
5	—	—	—	0,72	0,77	0,84	0,95
6	—	—	—	0,44	0,50	—	—
7	0,38	0,38	—	0,70	0,73	0,78	0,83
8	—	—	—	0,10	0,14	—	—

1) Dalla curva di elasticità d'un filo di vetro obbligato a passare pei punti che si ottengono dalle prime tabelle segnandoli su di una carta millimetrata, ove 1" occupa 10 mm. (ordinate) e una divisione d o δ 20 mm. (ascisse), ho dedotto i valori corrispondenti a 5", 10", 15" e 20".

Si osservi che nelle prime esperienze il potenziale giunge alla sua massima intensità solo alla scarica, e si vedrà che i risultati precedenti non possono spiegarsi invocando l' azione susseguente del campo elettrico, poichè questa potrebbe se mai rendere ragione di risultati opposti.

Nel caso presente si hanno dunque differenze rilevanti tra la deformazione elettrica e quella elastica [1]).

9. Vista l'insufficienza delle teorie ricordate in principio per la completa spiegazione del fenomeno in studio, ho cercato di trovarne una interpretazione prendendo in esame i fenomeni termici che accompagnano la carica e scarica e credo che, almeno qualitativamente, le seguenti considerazioni possano dare una plausibile ragione dei risultati ottenuti.

Due fenomeni accompagnano la carica e scarica d'un condensatore, cioè:

1° Avviene uno scambio di energia calorifica fra condensatore e ambiente. Infatti: In una Nota precedente [2]) ho mostrato che, considerando un condensatore in carica (armature aderenti al dielettrico) come un sistema assoggettato ad una trasformazione reversibile, che riceva o ceda al mezzo esterno solo del calore e del lavoro, la quantità di calore che per ogni unità di elettricità bisogna fornire o togliere al sistema per mantenere costante la sua temperatura, è data da:

$$b = -\frac{T}{J}\frac{\partial V}{\partial T} = \frac{VT}{J}\left(\lambda + \frac{2}{K}\frac{\partial K}{\partial T}\right) \tag{1}$$

ove V è la differenza di potenziale fra le armature, il cui coefficiente di dilatazione è λ, T è la temperatura termodinamica, J l'equivalente meccanico della caloria e K la costante dielettrica del coibente.

1) Questa deduzione è confermata dalle esperienze dell'Ing. Lombardi (l. c.) il quale trova che il vetro, mentre presenta i fenomeni di scarica residua in modo eminente, tirato in fili che siano assoggettati a sforzi crescenti anche fino alla rottura, non manifesta che una deformazione susseguente insignificante rispetto a quella che avrebbe dovuto prodursi se per esso, come per altri dielettrici, esistesse analogia completa tra fenomeni elettrici ed elastici.

2) Nuovo Cimento. Luglio 1901.

Dalla (1) si deduce che, qualunque sia K, se $\frac{\partial K}{\partial T} > 0$ si ha $b > 0$; mentre se $\frac{K}{T} < 0$ si ha $b > 0$ allorchè $\lambda > \frac{2}{K}\frac{\partial K}{\partial T}$ e $b < 0$ quando $\lambda < \frac{2}{K}\frac{\partial K}{\partial T}$.

Ora si sa che la costante dielettrica del vetro aumenta con la temperatura [1]), perciò in tal caso $b > 0$; cioè « un condensatore a dielettrico di vetro durante la carica richiede una certa quantità di calore per mantenere costante la sua temperatura ». Quindi alla scarica dovrà riscaldarsi.

Ma nella deduzione della (1) si suppone di caricare il condensatore con lentezza infinita, perciò se lo si caricasse adiabaticamente esso si raffredderebbe, e si raffredda più o meno se si carica con maggiore o minore velocità.

2° Varia la capacità termica del condensatore [2]). Infatti, essendo a questa capacità, si ha [3]) che:

$$\frac{\partial a}{\partial M} + \frac{b}{T} = \frac{\partial b}{\partial T}$$

nella quale sostituendo a $\frac{\partial b}{\partial T}$ e a $\frac{\partial V}{\partial T}$ i valori tratti dalla (1), si ottiene:

$$\frac{\partial a}{\partial M} = -\frac{TV}{J}\left\{\left(\lambda + \frac{2}{K}\frac{\partial K}{\partial T}\right)^2 + \frac{2}{K^2}\left(\frac{\partial K}{\partial T}\right)^2 - \frac{2}{K}\frac{\partial^2 K}{\partial T^2} - \frac{\partial \lambda}{\partial T}\right\}$$

da cui:

$$\Delta a_T = -\frac{1}{2}\frac{T}{J} M V \left(\frac{4\lambda}{K}\frac{\partial K}{\partial T}\right).$$

Cioè « la capacità calorifica d'un condensatore a vetro diminuisce al crescere della differenza di potenziale fra le armature ».

Osserviamo però che questi due fenomeni tendono a produrre variazioni di temperatura in senso inverso. Ma ricor-

1) Cavendish, Hopkinson, Lehmann (L'Électricité, 1888), Cassie (Phil. Trans. of R. S., Vol. 181 - 1890), Hopkinson e Wilson (Nature, 1897).

2) Houllevigue, l. c.

3) Pellat, Journal de Pys., gennaio 1898.

diamo che un condensatore a dielettrico solido pel quale $\frac{\partial K}{\partial T} > 0$ e con armature aderenti, pel calore totale assorbito dall'ambiente (primo fenomeno), acquista l'energia:

$$\frac{1}{2} M V \frac{T}{C} \frac{\partial C}{\partial T} = \frac{1}{2} M V \left(\lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \right) T$$

in più di quella fornitagli dal campo [1]), e consideriamo la differenza:

$$(2) \qquad \frac{1}{2} MVT \left(\lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \right) - \frac{1}{2} \frac{T}{J} MV \left(\frac{4\lambda}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \right) = \\ = \frac{1}{2} MVT \left\{ \lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \left(1 - \frac{4\lambda}{J} \right) \right\} .$$

Poichè il secondo membro, nell'ipotesi fatta di $\frac{\partial K}{\partial T} > 0$, è una quantità positiva, si vede che prevale sempre l'energia acquistata [2]).

Questo fenomeno, insieme all'effetto dovuto sia al calore Joule che inevitabilmente si produce nel dielettrico, sia ad una lieve azione susseguente del campo, mi pare spieghi il fatto principale dell'aumento di deformazione col tempo di carica, poichè ne viene che quanto meno veloce è la carica tanto meno il condensatore si raffredda.

Noto subito che se, per confermare questo modo di vedere, si calcolano le variazioni di temperatura necessarie a produrre

1) Pellat, l. c.

2) La vera quantità totale di energia acquistata dal condensatore durante la carica, tenuto conto della variazione della sua capacità termica, è:

$$\frac{1}{2} M V \left\{ 1 + \lambda T + \frac{T}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \left(1 - \frac{4\lambda}{J} \right) \right\}$$

di cui:

$$\frac{1}{2} M V T \left\{ \lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \left(1 - \frac{4\lambda}{J} \right) \right\}$$

dipende dalle proprietà del dielettrico.

(La formola che dà ΔU_T nella mia Nota, l. c., dev'essere scritta:

$$\Delta U_T = \frac{1}{2} M V \left\{ 1 + \left(\lambda + \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \right) T \right\}$$

come facilmente si vede).

le differenze di deformazioni trovate per durate di carica diverse, si ottengono dei valori che sembrano un po' troppo alti [1]).

Nè per rintracciare l'ordine di grandezza di tali valori si può ricorrere alle varie misure che si conoscono del riscaldamento dei dielettrici, perchè fatte operando una serie grande di scariche successive.

Ma il fatto che il vetro è fra i dielettrici che in tali condizioni si riscaldano di più, e l'altro che per la deformazione dovuta alla carica esso acquista una certa conducibilità [2]), possono fornire degli indizi per ritenere che i valori accennati non siano troppo lungi dal vero.

Non è difficile rendersi conto degli altri fenomeni osservati.

Il fatto che in principio la deformazione dei condensatori si mantiene costante per un certo tempo, indica che il raffreddamento dovuto alla brevità della carica finisce per non aumentare più sensibilmente ed ha quindi un'influenza costante sulla reale deformazione elettrica.

Dovendosi escludere ogni carica residua, poichè le armature dei condensatori dopo la scarica restano sempre a terra, la deformazione δ si spiega col riscaldamento del dielettrico durante la scarica, senza però escludere un possibile ritardo elastico del vetro; e il conseguente riscaldamento dell' acqua che fa da armatura spiega la deformazione persistente δ' e l'essere questa maggiore di δ. Per l' aumento di entrambe col tempo di carica può invocarsi il calore Joule, mentre ovvio è il loro incremento col potenziale.

Per intendere poi come la deformazione $d-\delta$ sia minore nelle esperienze a potenziale costante, basta pensare che in esse la carica del condensatore, fino al valore massimo del

1) Per esempio, riferendosi alle esperienze del Prof. Cantone (l. c.), si vede che la maggiore variazione di lunghezza osservata è nel condensatore N. 1: per la distanza esplosiva di 6 mm dà una differenza di allungamento di frange 1,8. Da qui si deduce per la temperatura che produrrebbe lo stesso allungamento il valore di circa 0°,18 C. Nel calcolo però si è introdotto il valore d non conoscendosi δ; con $d-\delta$ si otterrebbe certamente una temperatura assai inferiore.

2) Infatti il Dessau — Rendiconti Acc. Lincei, maggio 1894 — trova che il vetro stirato diventa un po' conduttore.

potenziale, è istantanea, e quindi sempre molto maggiore che nelle altre esperienze sarà il raffreddamento prodotto, che viene così ad occultare la deformazione elettrica, almeno nei primi 20'. E poichè il contrario succede nella scarica, resta spiegato perchè δ e δ' resultino qui maggiori che nelle prime esperienze.

10. Per decidere intorno all'esattezza di queste interpretazioni occorrerebbe vedere direttamente come varia la temperatura d' un condensatore prima durante la carica, più o meno veloce, poi alla scarica, ciò che mi è impossibile fare. Ma non è da tacere però che varî altri fenomeni vengono a complicare d'assai la carica e scarica [1]).

Anzitutto, anche se non si vuol ritenere, per non incorrere in difficoltà teoriche [2]), che le variazioni termiche a cui va soggetto il condensatore siano dovute ad un vero fenomeno Peltier, al contatto fra l'isolante e le sue armature, il riscaldamento del dielettrico sarà probabilmente maggiore alla superficie che nel suo interno, e quindi l' equilibrio termico di tutto il condensatore verrà tanto più ritardato, quanto più grosse saranno le sue pareti.

È noto poi che il vetro, pur presentando una resistenza specifica molto grande, possiede proprietà elettriche in genere assai imperfette; di più:

la deformazione elettrica dovuta alla carica, mentre diminuisce la sua densità, aumenta la sua costante dielettrica e la sua conducibilità;

la sua costante dielettrica varia con la temperatura e col potenziale.

1) Ho costatato con numerose esperienze che il riscaldamento del liquido che fa da armatura interna, dovuto ad una sola scarica, se può influire sui valori di δ e δ', non può occultare l'andamento generale del menisco dopo la scarica. Occorre però evitare scrupolosamente ogni dispersione, altrimenti un efflusso incostante, che avvenga in qualche parte del circuito di carica, agisce come una successione di scariche. Infatti nelle prime esperienze ho osservato che, verificandosi una dispersione irregolare, la deviazione d aumenta sempre con la durata di carica, ma aumenta di più δ; tanto da far credere che il tempo di carica, come aveva trovato per le variazioni di lunghezza il Prof. Righi (l. c.), influisca solo su δ.

2) Poincaré, Thermodynamique, Paris, G. Carré, 1892.

11. In ultimo osserverò che le considerazioni precedenti permettono di dedurre quale, molto probabilmente, dev'essere il tempo di carica che dà la vera deformazione elettrica.

Poichè per la (2) il primo effetto calorifico dovuto alla carica è sempre in prevalenza, il tempo cercato dovrebb'essere quello pel quale l'inevitabile calore Joule è compensato esattamente dal raffreddamento dovuto alla brevità della carica. Se si vuole poi che l'effetto lento prodotto dal campo non venga ad alterare la deformazione elettrica, si può arguire che sia necessario dare alla carica una breve durata; tantopiù che in tal caso, come mostrano le prime tabelle, la deformazione residua δ è o piccola o trascurabile.

Una conferma sperimentale di questa deduzione si ha nel fatto che, se coi dati forniti dalle prime esperienze, si calcola l'espressione teorica $\frac{\Delta \mathbf{V}}{\mathbf{V}} \frac{e^2}{V^2}$ della variazione relativa di volume interno $\mathbf{V}$ di un condensatore le cui armature sono alla distanza e e alla differenza di potenziale V, i valori più concordanti fra loro, e con altri già dedotti da esperienze molto precise [1]), si ottengono prendendo pel calcolo di $\Delta \mathbf{V}$ le deviazioni $d - \delta$ corrispondenti alle più corte durate di carica.

Infatti si ha:

$$\frac{\Delta \mathbf{V}}{\mathbf{V}} \frac{e^2}{V^2} \times 10^{-13}$$

Cond. N.°	D = 1	D = 2	D = 3	D = 4	D = 5
1	17,66	17,77	17,91	—	—
2	14,23	17,32	14,65	16,54	—
3	11,46	11,93	12,11	11,18	—
4	12,05	12,68	11,03	11,32	—
5	—	11,42	13,10	12,32	12,91
6	—	10,17	10,32	11,12	15,56
7	11,07	10,56	10,63	11,70	—
8	—	13,06	15,18	16,32	16,01

L'accordo fra i risultati è sodisfacente, data la natura di queste esperienze.

1) Sacerdote, Recherches théoriques sur les déformations électriques des diélectriques. Thèse. Gauthier-Villars, Paris 1899.

Anche il Prof. Cantone [1]) riconosce praticamente l'opportunità di usare durate brevi di carica.

Ciò è particolarmente necessario trattandosi di condensatori a parete molto sottile, poichè allora, a causa del calore che si comunica all'armatura interna, si trova che la deformazione finisce col diminuire al crescere del tempo di carica [2]). Con un condensatore lungo mm. 580,75, del diametro esterno di mm. 6,5 e la cui parete è grossa mm. 0,21, ho avuto:

D = 1				D = 2			
t	d	δ	δ'	t	d	δ	δ'
1,83	6,0	1,1	—0,4	2,88	18,0	4,1	—1,0
8,71	7,0	3,0	—0,5	3,51	16,3	4,7	—1,2
17,24	8,0	4,4	—0,8	16,95	19,0	10,0	—1,7

Arpino, R. Liceo Tulliano
Marzo 1902.

SOPRA UNA QUISTIONE DI ELETTRODINAMICA.

Nota di A. GARBASSO.

1. Il problema della scarica di un condensatore secondo n fili in parallelo non fu trattato, ch' io sappia, in modo esauriente fuorchè nel caso più semplice di $n = 1$. Si ha per questo caso la teoria classica del Thomson che, mostrando la possibilità delle scariche oscillanti, aprì un campo così vasto alle indagini sperimentali.

2. Il problema che segue immediatamente a questo primo, quello cioè di due conduttori disposti in quantità, si risolve

1) R. Istituto Lombardo, novembre 1900.

2) Per evitare ciò nelle prime esperienze ho creduto conveniente non prolungare di troppo le durate di carica.

subito con i metodi ordinarii. Si hanno anzitutto per le correnti due equazioni della forma:

$$(\S)\qquad r_1 i_1 + \frac{di_1}{dt} = l_1 q,$$

$$r_2 i_2 + \frac{di_2}{dt} = l_2 q \ ^{*)}.$$

alle quali si aggiunge la:

$$i_1 + i_2 = -\dot{q},$$

e, se si vuole:

$$\frac{di_1}{dt} + \frac{di_2}{dt} = -\ddot{q}.$$

Eliminiamo dalla seconda i_2 e $\frac{di_2}{dt}$ per mezzo della terza e della quarta risulterà:

$$F\left(i_1 . \frac{di_1}{dt} . q . \dot{q} . \ddot{q}\right) = 0.$$

Se ora da questa si elimina per mezzo della (§) una volta i_1 e un' altra $\frac{di_1}{dt}$ viene:

$$\frac{dt_1}{dt} = \Phi(q . \dot{q} . \ddot{q}),$$

$$i_1 = \Psi(q . \dot{q} . \ddot{q}).$$

Si ha dunque:

$$\Phi(q . \dot{q} . \ddot{q}) = \Psi(\dot{q} . \ddot{q} . \dddot{q}),$$

*) Dette $R_1 . R_2 . L_1$ e L_2 le resistenze e le induttanze dei due fili, e C la capacità del condensatore, si deve scrivere:

$$r_1 = \frac{R_1}{L_1}, \qquad l_1 = \frac{1}{L_1 C},$$

$$r_2 = \frac{R_2}{L_2}, \qquad l_2 = \frac{1}{L_2 C}.$$

equazione che servirà per determinare la q. Eseguendo effettivamente i calcoli si trova:

$$\dddot{q} + (r_1 + r_2)\ddot{q} + (l_1 + l_2 + r_1 r_2)\dot{q} + (l_1 r_2 + l_2 r_1) q = 0.$$

3. Se i fili sono tre dovremo scrivere:

$$r_1 i_1 + \frac{di_1}{dt} = l_1 q, \tag{§}$$

$$r_2 i_2 + \frac{di_2}{dt} = l_2 q, \tag{§§}$$

$$r_3 i_3 + \frac{di_3}{dt} = l_3 q,$$

e:

$$i_1 + i_2 + i_3 = -\dot{q},$$

dalla quale ultima segue subito:

$$\frac{di_1}{dt} + \frac{di_2}{dt} + \frac{di_3}{dt} = -\ddot{q}.$$

Eliminiamo dalla terza i_3 e $\frac{di_3}{dt}$ per mezzo della quarta e della quinta, risulterà:

$$F\left(i_1 \,.\, i_2 \,.\, \frac{di_1}{dt} \,.\, \frac{di_2}{dt} \,.\, q \,.\, \dot{q} \,.\, \ddot{q}\right) = 0.$$

Se ora da questa si elimina per mezzo della (§) e della (§§) una volta i_1 e i_2 e l'altra $\frac{di_1}{dt}$ e $\frac{di_2}{dt}$ viene:

$$F_1\left(\frac{di_1}{dt} \,.\, \frac{di_2}{dt} \,.\, q \,.\, \dot{q} \,.\, \ddot{q}\right) = 0, \tag{§§§}$$

$$F_2\,(i_1 \,.\, i_2 \,.\, q \,.\, \dot{q} \,.\, \ddot{q}) = 0;$$

o, derivando quest' ultima rispetto al tempo:

$$F_2\left(\frac{di_1}{dt} \,.\, \frac{di_2}{dt} \,.\, \dot{q} \,.\, \ddot{q} \,.\, \dddot{q}\right) = 0. \tag{§§§§}$$

Per mezzo della (§§§) e della (§§§§) si otterrà adesso:

$$\frac{di_1}{dt} = \Phi\,(q\,.\,\dot{q}\,.\,\ddot{q}\,.\,\dddot{q}),$$

e portando questo valore nella (§):

$$i_1 = \Psi\,(q\,.\,\dot{q}\,.\,\ddot{q}\,.\,\dddot{q});$$

si ha dunque:

$$\Phi\,(q\,.\,\dot{q}\,.\,\ddot{q}\,.\,\dddot{q}) = \Psi\,(\dot{q}\,.\,\ddot{q}\,.\,\dddot{q}\,.\,\ddddot{q}),$$

equazione che servirà per determinare la q. Eseguendo effettivamente i calcoli si trova:

$$\ddddot{q} + (r_1 + r_2 + r_3)\,\dddot{q} + (l_1 + l_2 + l_3 + r_1 r_2 + r_2 r_3 + r_3 r_1)\,\ddot{q} +$$
$$+ [l_1 (r_2 + r_3) + l_2 (r_3 + r_1) + l_3 (r_1 + r_2) + r_1 r_2 r_3]\,\dot{q} +$$
$$+ (l_1 r_2 r_3 + l_2 r_3 r_1 + l_3 r_1 r_2)\,q = 0.$$

4. Se i fili sono in numero maggiore si può procedere in modo simile; gli sviluppi diventano naturalmente man mano più complessi.

Ma con un procedimento di calcolo simbolico è facile risolvere la quistione per n qualunque *).

Si avranno queste equazioni:

$$r_\nu i_\nu + \frac{di_\nu}{dt} = l_\nu q, \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n \tag{1}$$

e:

$$\sum_1^n{}_\nu\, i_\nu = -\dot{q}. \tag{2}$$

Se ora indichiamo con D l'operazione $\frac{d}{dt}$ potremo scrivere senz' altro:

$$i_\nu = \frac{l_\nu q}{r_\nu + \mathrm{D}}, \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n$$

*) Con lo stesso metodo si può risolvere il problema più generale, nel quale si tien conto delle azioni induttive, che s' esercitano fra i fili di scarica. Mi riservo di ritornare altrove su l' argomento.

e quindi, eliminando le i_ν dalla (2)

$$\sum_1^n \nu \frac{l_\nu q}{r_\nu + D} + D q = 0 . \tag{3}$$

Questa è l' equazione che serve per determinare la q. Essa fornisce:

$$q = \sum_1^{n+1} \mu A_\mu e^{c_\mu t} , \tag{4}$$

nella quale formola le A_μ si devono determinare per mezzo delle condizioni iniziali, e le c_μ sono le radici della:

$$\sum_1^n \nu \frac{l_\nu}{r_\nu + D} + D = 0 , \tag{5}$$

considerata come equazione in D.

Una volta trovata la q si hanno subito le i_ν sotto la forma

$$i_\nu = l_\nu \sum_1^{n+1} \mu \frac{A_\mu}{r_\nu + c_\mu} e^{c_\mu t} . \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n \tag{6}$$

Per determinare poi le A_μ si può ammettere, per esempio, che sia:

$$i_\nu = 0 , \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n$$

$$q = q_0,$$

per $t = 0$, il che conduce a stabilire le $n + 1$ equazioni:

$$\begin{aligned} &\sum_1^{n+1} \mu \frac{A_\mu}{r_\nu + c_\mu} = 0 , \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n \\ &\sum_1^{n+1} \mu A_\mu = q_0 . \end{aligned} \tag{7}$$

5. Io mi riservo di discutere altrove in modo completo i resultati della teoria nel caso di $n = 2$, e di confrontarli col materiale sperimentale raccolto da varii autori *). Quì mi accon-

*) Il lavoro è in corso di stampa nelle " Memorie della R. Accademia delle Scienze di Torino ".

tenterò di accennare ad alcune proprietà importanti, che seguono subito dalle formole stabilite.

Se la resistenza di ciascun filo è proporzionale al coefficiente di autoinduzione, se cioè:

$$r_\nu = r, \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n$$

verrà anche per le (6):

$$\frac{i_\nu}{l_\nu} = \frac{\sum_1^n \nu\, i_\nu}{\sum_1^n \nu\, l_\nu},$$

$$= -\frac{\dot{q}}{\sum_1^n \nu\, l_\nu},$$

per ogni valore di ν. Si ricava dunque:

$$(3') \qquad \ddot{q} + r\dot{q} + \sum_1^n \nu\, l_\nu \,.\, q = 0\,,$$

la quale equazione significa che il sistema degli n fili equivale ad un unico conduttore, le cui costanti si possono immediatamente assegnare. Come caratteristica viene in luogo della (5):

$$(5') \qquad D^2 + rD + \sum_1^n \nu\, l_\nu = 0\ ^{*)}\,;$$

questa equazione ha due sole radici, che potremo chiamare c_1 e c_2. Si ottiene dunque al posto delle (4) e (6):

$$(4') \qquad q = A_1 e^{c_1 t} + A_2 e^{c_2 t}\,,$$

$$(6') \qquad i_\nu = l_\nu \left(\frac{A_1}{r + c_1}\, e^{c_1 t} + \frac{A_2}{r + c_2}\, e^{c_2 t} \right). \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n\,.$$

Assumendo ora le condizioni (7) per $t = 0$, e supponendo di più che si verifichi la disuguaglianza:

$$l = \sum_1^n \nu\, l_\nu > \frac{r^2}{2}$$

*) Una cosa simile si verifica se le resistenze sono trascurabili rispetto ai coefficienti di autoinduzione, vale a dire se la funzione di dissipazione è piccola sempre davanti all'energia cinetica.

risulta per i_ν l' espressione :

$$i_\nu = \frac{q_0}{\alpha}\, l_\nu\, e^{-\frac{r}{2}t} \operatorname{sen} \alpha t, \qquad \nu = 1 . 2 \ldots n$$

nella quale è:

$$\alpha = \sqrt{l - \frac{r^2}{4}} \, .$$

Ciò posto la quantità di calore, che si svolge nel ν — esimo filo durante l' intero processo, sarà data da :

$$Q_\nu = R_\nu \int_0^\infty i_\nu^2 \, dt = \frac{q_0^2}{2C} \frac{l_\nu}{l} \; ;$$

per due conduttori, presi ad arbitrio, di ordine σ e τ, viene dunque :

$$\frac{Q_\sigma}{Q_\tau} = \frac{l_\sigma}{l_\tau} = \frac{L_\tau}{L_\sigma} = \frac{R_\tau}{R_\sigma} \, .$$

Nel caso particolare di $n = 2$ questo teorema trova un riscontro in alcuni risultati sperimentali del sig. L. Magri *).

Questo A. studiò con un metodo calorimetrico dei sistemi formati di due rami disposti in quantità, e dedusse dalle sue esperienze che « in circuiti, i quali presentino coefficienti di « autoinduzione e resistenze voltaiche proporzionali alla loro « lunghezza, le scariche, qualunque sia il loro periodo di oscil- « lazione, si distribuiscono in ragione inversa di questa lun- « ghezza medesima ».

6. Dalle formole (6), ponendo $n = 2$, risulta :

$$(6') \quad \begin{aligned} i_1 &= l_1 \left(\frac{A_1}{c_1 + r_1} e^{c_1 t} + \frac{A_2}{c_2 + r_1} e^{c_2 t} + \frac{A_3}{c_3 + r_1} e^{c_3 t} \right), \\ i_2 &= l_2 \left(\frac{A_1}{c_1 + r_2} e^{c_1 t} + \frac{A_2}{c_2 + r_2} e^{c_2 t} + \frac{A_3}{c_3 + r_2} e^{c_3 t} \right), \end{aligned}$$

*) L. Magri. N. Cimento, (4), IV, p. 321, 1896.

nelle quali espressioni le c sono radici della caratteristica:

$$\frac{l_1}{D+r_1}+\frac{l_2}{D+r_2}+D=0, \tag{5''}$$

e le A soddisfano al sistema:

$$A_1+A_2+A_3=q_0,$$

$$\frac{A_1}{c_1+r_1}+\frac{A_2}{c_2+r_1}+\frac{A_3}{c_3+r_1}=0, \tag{7''}$$

$$\frac{A_1}{c_1+r_2}+\frac{A_2}{c_2+r_2}+\frac{A_3}{c_3+r_2}=0.$$

Dalle (6'') si ricavano immediatamente le quantità di elettricità portate nell' intero processo dai due fili, e sono:

$$(\S)\quad \begin{aligned} q_1 &= -l_1\left(\frac{A_1}{c_1(c_1+r_1)}+\frac{A_2}{c_2(c_2+r_1)}+\frac{A_3}{c_3(c_3+r_1)}\right), \\ q_2 &= -l_2\left(\frac{A_1}{c_1(c_1+r_2)}+\frac{A_2}{c_2(c_2+r_2)}+\frac{A_3}{c_3(c_3+r_2)}\right). \end{aligned}$$

Ora, tenendo conto delle (7''), segue dalle (§):

$$\frac{q_1}{q_2}=\frac{l_1}{l_2}\,\frac{\begin{vmatrix} \frac{1}{c_1(c_1+r_1)} & \frac{1}{c_2(c_2+r_1)} & \frac{1}{c_3(c_3+r_1)} \\ \frac{1}{c_1+r_1} & \frac{1}{c_2+r_1} & \frac{1}{c_3+r_1} \\ \frac{1}{c_1+r_2} & \frac{1}{c_2+r_2} & \frac{1}{c_3+r_2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \frac{1}{c_1(c_1+r_2)} & \frac{1}{c_2(c_2+r_2)} & \frac{1}{c_3(c_3+r_2)} \\ \frac{1}{c_1+r_1} & \frac{1}{c_2+r_1} & \frac{1}{c_3+r_1} \\ \frac{1}{c_1+r_2} & \frac{1}{c_2+r_2} & \frac{1}{c_3+r_2} \end{vmatrix}},$$

ossia, moltiplicando sopra e sotto al secondo membro per:

$$c_1\, c_2\, c_3\, (c_1 + r_1)\,(c_1 + r_2)\,(c_2 + r_1)\,(c_2 + r_2)\,(c_3 + r_1)\,(c_3 + r_2),$$

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{l_1}{l_2} \frac{\begin{vmatrix} c_2\, c_3\, (c_1 + r_2) & c_3\, c_1\, (c_2 + r_2) & c_1\, c_2\, (c_3 + r_2) \\ c_1 + r_1 & c_2 + r_1 & c_3 + r_1 \\ c_1 + r_2 & c_2 + r_2 & c_3 + r_2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} c_2\, c_3\, (c_1 + r_1) & c_3\, c_1\, (c_2 + r_1) & c_1\, c_2\, (c_3 + r_1) \\ c_1 + r_1 & c_2 + r_1 & c_3 + r_1 \\ c_1 + r_2 & c_2 + r_2 & c_3 + r_2 \end{vmatrix}} .$$

Si osserverà a questo punto che è identicamente:

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ c_1 + r_1 & c_2 + r_1 & c_3 + r_1 \\ c_1 + r_2 & c_2 + r_2 & c_3 + r_2 \end{vmatrix} = 0,$$

si può dunque scrivere senz' altro:

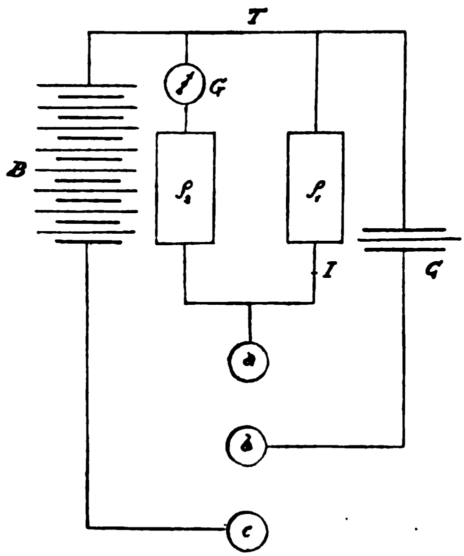
$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{l_1\, r_2}{l_2\, r_1} = \frac{R_2}{R_1}.$$

Si tratta, come è facile vedere, di una proprietà ben nota delle correnti uniformi, la quale continua a valere nel caso presente, *qualunque sia poi la natura delle scariche.*

Per avere di questo risultato una verifica sperimentale ho provato a scaricare un condensatore di un microfarad attraverso a un circuito biforcato, inserendo ancora in uno dei rami un galvanometro. La disposizione dell' apparecchio si deduce dalla figura. In essa C è il condensatore, B una batteria di 40 accumulatori e G un galvanometro Thomson; *a*, *b* e *c* sono tre pozzetti pieni di mercurio, ρ_1 e ρ_2 due cassette di resistenze. Finalmente in T è segnata la conduttura del gas, che serve a prendere terra.

Se si stabilisce la comunicazione fra *b* e *c* il condensatore si carica, se la si stabilisce invece fra *a* e *b* si scarica

attraverso ai due circuiti. Però interrompendo in I il primo filo si può ottenere che tutta l'elettricità passi per il secondo.



Nello specchietto seguente R_1 è la resistenza (in ohm) del primo ramo, R_2 la resistenza del secondo, ottenuta sommando quella del reostato e quella del galvanometro; α_2 la deviazione che si produce in quest' ultimo se il circuito di scarica è biforcato, α_1 la differenza fra la deviazione che s' osserva interrompendo il primo filo in I e α_2.

R_1	R_2	α_1	α_2	$\frac{R_2}{R_1}$	$\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$
100	100	49,0	48,0	1,00	1,02
200	300	58,0	39,0	1,50	1,49
100	200	64,3	32,7	2,00	1,97
200	500	70,0	27,0	2,50	2,51
100	300	72,7	24,3	3,00	2,99
200	700	75,5	21,5	3,50	3,51
100	400	77,7	19,3	4,00	4,03
200	900	79,5	17,5	4,50	4,54
100	500	80,5	16,5	5,00	4,88

Come risulta dalla tabella la coincidenza voluta dalla teoria fra i rapporti $\frac{R_2}{R_1}$ e $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ è più che soddisfacente.

Avrei voluto fare un' altra serie di misure, con una capacità notevolmente minore, ma le còndizioni attuali dell' Istituto fisico di Torino non me lo hanno permesso. Le perturbazioni prodotte dai trams elettrici impediscono infatti l' uso dei galvanometri molto sensibili.

INTORNO ALLE OSCILLAZIONI ELETTRICHE.

Nota di G. MORERA.

Per determinare teoricamente il periodo della corrente alternata che percorre un conduttore filiforme, col quale si pongono in comunicazione due conduttori elettrizzati, si ricorre solitamente alla notissima formula di W. Thomson (Lord Kelvin); questa però non è applicabile se non nel caso in cui i due conduttori costituiscono un condensatore perfetto. In particolare detta formula non è applicabile a calcolare il periodo della scarica nell' oscillatore usato da Hertz nelle sue celebri esperienze, giacchè i due conduttori tra i quali avviene la scarica anzichè costituire un condensatore possono ritenersi senza influenza l' uno sull' altro.

In altre esperienze la scarica si provoca tra due conduttori che nè costituiscono un condensatore, nè possono ritenersi senza influenza l' uno sull' altro; ma è facilissimo stabilire una formula valevole per qualunque caso, come quì mi propongo di fare per comodo dei lettori del *Nuovo Cimento*.

Consideriamo un sistema di due conduttori I e II, isolati, in equilibrio elettrico, aventi rispettivamente i potenziali p_1 e p_2 e le cariche q_1 e q_2. Si ha com' è notissimo:

$$\left.\begin{aligned} q_1 &= a_{11} p_1 + a_{12} p_2 \\ q_2 &= a_{21} p_1 + a_{22} p_2 \end{aligned}\right\} \quad (a_{12} = a_{21}).$$

Detto $-\Gamma$ il comune valore di a_{12} e a_{21} si ha:

$$\left.\begin{aligned} q_1 &= a_{11} p_1 - \Gamma p_2 \\ q_2 &= -\Gamma p_1 + a_{22} p_2 \end{aligned}\right\};$$

fatto qui $p_1 = p_2 = 1$ e dette γ_1 e γ_2 le cariche dei due conduttori risulta:

$$\gamma_1 = a_{11} - \Gamma; \qquad \gamma_2 = a_{22} - \Gamma,$$

ossia:

$$a_{11} = \Gamma + \gamma_1, \qquad a_{22} = \Gamma + \gamma_2,$$

e quindi:

$$\left.\begin{aligned} q_1 &= \Gamma (p_1 - p_2) + \gamma_1 p_1 \\ q_2 &= -\Gamma (p_1 - p_2) + \gamma_2 p_2 \end{aligned}\right\}.$$

La costante $-\Gamma$ è la carica indotta nell' un conduttore posto in comunicazione col suolo dall' altro caricato a potenziale uno; se i conduttori costituiscono un condensatore Γ ne è la capacità elettrica. Le costanti γ_1, γ_2 sono le cariche che bisogna rispettivamente dare ai due conduttori affinchè entrambi acquistino il potenziale uno.

Da queste equazioni segue:

$$(0) \qquad p_1 - p_2 = \frac{\gamma_2 q_1 - \gamma_1 q_2}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2};$$

$$(1) \qquad p_1 = \frac{\Gamma(q_1 + q_2) + \gamma_2 q_1}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2}; \qquad p_2 = \frac{\Gamma(q_1 + q_2) + \gamma_1 q_2}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2}.$$

Si pongano in comunicazione i due conduttori per mezzo di un filo conduttore di resistenza R ed autoinduzione L: ammesso che *i potenziali sovr' essi steno sempre quelli elettrostaticamente determinati*, detta i l' intensità della corrente che al tempo t dal conduttore I va al II, avremo:

$$q_1 + q_2 = \text{cost}; \qquad i = -\frac{dq_1}{dt} = \frac{dq_2}{dt};$$

$$\mathrm{R}\, i + \mathrm{L} \frac{di}{dt} = p_1 - p_2.$$

Derivando quest' ultima equazione rispetto al tempo, tenendo presente la (0), si ottiene:

$$R\frac{di}{dt}+L\frac{d^2i}{dt^2}=\frac{d(p_1-p_2)}{dt}=\frac{\gamma_2\frac{dq_1}{dt}-\gamma_1\frac{dq_2}{dt}}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}=-\frac{(\gamma_1+\gamma_2)\,i}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2};$$

ossia per determinare i abbiamo ora l' equazione differenziale

$$\frac{d^2i}{dt^2}+\frac{R}{L}\frac{di}{dt}+\frac{1}{L}\frac{\gamma_1+\gamma_2}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}\,i=0. \tag{2}$$

La soluzione generale di quest' equazione è:

$$i=A_1\,e^{\lambda_1 t}+A_2\,e^{\lambda_2 t},$$

ove λ_1 e λ_2 sono le radici dell' equazione:

$$\lambda^2+\frac{R}{L}\lambda+\frac{\gamma_1+\gamma_2}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}\,\frac{1}{L}=0.$$

Colla solita discussione si vede che la scarica sarà oscillatoria quando:

$$2\sqrt{\frac{(\gamma_1+\gamma_2)\,L}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}}>R;$$

ed allora il periodo della corrente alternata che percorre il filo risulterà:

$$T=\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\gamma_1+\gamma_2}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)+\gamma_1\gamma_2}\cdot\frac{1}{L}-\frac{R^2}{4L^2}}}.$$

Se i conduttori sono l' uno dell' altro simmetrici rispetto ad un piano, talchè risulti: $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$, avremo in particolare:

$$T=\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{\Gamma+\frac{1}{2}\gamma}\frac{1}{L}-\frac{R^2}{4L^2}}};$$

e ritenuto che $\frac{R^2}{4L^2}$ sia trascurabile in confronto di $\frac{1}{L(\Gamma+\frac{1}{2}\gamma)}$ in luogo della formula di W. Thomson avremo la seguente:

$$T=2\pi\sqrt{L(\Gamma+\tfrac{1}{2}\gamma)}.$$

Se i due conduttori costituiscono un condensatore, ossia γ è trascurabile in confronto a Γ, si ottiene la formula di W. Thomson

$$T = 2\pi \sqrt{L\Gamma};$$

se invece, come avviene nell' oscillatore di Hertz e giustamente fu notato dal Poincaré [1]) i due conduttori non hanno influenza sensibile l' uno sull' altro, si deve porre $\Gamma = 0$, e si trova

$$T = 2\pi \sqrt{\tfrac{1}{2} L \gamma}.$$

Se l' uno dei conduttori, per es. I, anzichè in comunicazione coll' altro, vien posto per mezzo del filo conduttore in comunicazione col suolo, la q_2 si manterrà costante ed avremo, tenendo presente la 1ª delle (1):

$$R i + L \frac{di}{dt} = p_1 = \frac{(\Gamma + \gamma_2) q_1 + \Gamma q_2}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2},$$

ma essendo: $i = -\frac{dq_1}{dt}$, derivando la precedente equazione rispetto al tempo, otterremo:

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{di}{dt} + \frac{1}{L}\frac{\Gamma + \gamma_2}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2} i = 0,$$

equazione differenziale che è ancora del tipo della (2).

La corrente di scarica sarà oscillatoria quando si abbia:

$$2\sqrt{\frac{(\Gamma + \gamma_2) L}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2}} > R.$$

Il periodo della corrente alternata risulterà allora:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\Gamma + \gamma_2}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1 \gamma_2}\frac{1}{L} - \frac{R^2}{4L^2}}};$$

1) Oscillations électriques, pag. 44.

periodo che nel caso particolare di $\Gamma = 0$, dell' assenza cioè del conduttore II, diviene:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{L\gamma_1} - \frac{R^2}{4L^2}}} .$$

MISURA DI MASSE COMPRESE FRA gr. 10^{-1} E gr. 10^{-6}.

Memoria del Prof. E. SALVIONI [1]).

Nelle determinazioni di massa con buone bilancie ordinarie solo con grandi cure e numerose determinazioni richiedenti un tempo assai lungo può raggiungersi l' approssimazione relativa dell' un per cento e dell' uno per dieci quando le masse da determinare sieno dell'ordine di 1 mg. o di $\frac{1}{10}$ di mg. Sembra perciò desiderabile di poter supplire alla bilancia, in questi casi, con qualche altro apparecchio che permetta un procedimento diretto e applicabile sempre.

L'A. ha ideato e costruito una *microbilancia* con mezzi semplici; le osservazioni sono facili, rapide e sicure e l'apparecchio permette di apprezzare masse inferiori a $\frac{1}{1000}$ di mg.

Il principio su cui si fonda è molto semplice: si osservano con un microscopio munito di micrometro oculare le flessioni determinate su fili o nastri elastici sottilissimi.

Un calcolo assai semplice mostra che un filo di vetro tirato alla lampada, epperò di sezione pressochè circolare, del diametro compreso fra 1 e 2 decimi di mm. e lungo 10 cm. può sostenere per flessione, senza rompersi, un peso superiore a 100 mg. e può servire a misurare tal massa con l' approssimazione assoluta di $\frac{1}{1000}$ di mg. cioè con l' approssimazione relativa di 1 su 100000 impiegando una disposizione ottica che permetta l' ingrandimento da 1 a 100. È anche possibile di

1) R. Accademia Peloritana, Messina 1901.

conseguire lo stesso intento impiegando sottili molle d' acciaio, quali si trovano in commercio.

Il filo di vetro e i piccoli pesi si trovano entro una custodia ermeticamente chiusa; opportuni fori protetti da causciù permettono l' entrata al tubo del microscopio e ad un'asticina che serve a trasportare i pesi del filo flessibile ai loro sostegni. All' estremità libera del filo è fissato un altro filo di vetro molto sottile che nell' ultimo tratto è piegato a telaio fra i cui lati molleggianti è teso un filo di ragno: questo serve di linea di mira nelle osservazioni.

L'A. studia accuratamente l' apparecchio e prima di tutto trova che per spostamenti limitati nel campo del microscopio sussiste la legge di proporzionalità fra essi ed il carico. In seguito studia la dipendenza della sensibilità relativa della bilancia dalla direzione che ha, rispetto alla orizzontale, la tangente al filo flessibile nel punto ov' è fissato al sostegno; dal carico; dal modulo d' elasticità del filo e dalle sue dimensioni.

Il grave inconveniente causato dalla elasticità susseguente del filo viene praticamente eliminato in questo modo: l' apparecchio è munito di un dito di arresto che l' osservatore porta pochi decimi di mm. discosto dal filo flessibile, cosicchè quest' ultimo quando venga scaricato vi si appoggi mantenendo praticamente la stessa flessione come se fosse carico. L'A. intraprende uno studio per vedere l' ammontare dell' errore relativo nelle misure quando si trascurino gli spostamenti di seconda specie e trova che usando l' artificio ora detto si ottiene la stessa approssimazione permessa dall' elasticità di prima specie e dalla disposizione ottica, cioè di 1 su 10000 per masse comprese fra 1 mg. e 200 mg.

Numerosissime osservazioni fatte con la microbilancia autorizzano ad affermare che questo limite si può in realtà raggiungere quando le masse che si confrontano non sieno molto igroscopiche o in altro modo alterabili, sperimentando a custodia ermeticamente chiusa e con aria secca.

Per la pesiera di questa bilancia le masse campioni non superiori a 5 mg. sono di filo di platino di $^1/_{10}$ di mm.; le masse inferiori sono di cordoncino di filo di bozzolo usato per sospensione di aghi pesanti nei galvanometri.

La igroscopicità di quest' ultime è però un inconveniente dal lato della comodità delle pesate.

SULLA VOLATILIZZAZIONE DEL MUSCHIO.

Nota del Prof. E. SALVIONI [1]).

Per dimostrare l' estrema divisibilità della materia si cita comunemente l' esempio del muschio, del quale si dice che, lasciato anche per lungo tempo in vasti ambienti perde quantità di materia tanto piccole, da sfuggire ai più delicati mezzi di misura. Avendo costruito la sua microbilancia (Vedi Memoria precedente) l'A. si è proposto di verificare fino a qual punto quell' affermazione sia conforme al vero. Le misure si fanno entro una custodia ermeticamente chiusa contenente una vaschetta con acido solforico concentrato. Si osserva nelle prime 40 o 50 ore un decremento via via meno rapido e in seguito un decremento proporzionale al tempo e che si mantiene tale. Nella prima fase il decremento è per massima parte dovuto alla perdita di acqua; nella seconda il muschio è completamente secco e il decremento osservato è tutto dovuto alla volatilizzazione; si può così in questa seconda fase determinare il rapporto tra la massa volatilizzata e il tempo. Per confermare che l' interpretazione è giusta si può di nuovo alterare, in una data misura, lo stato igrometrico dell' aria nella custodia, o aprendo questa per qualche minuto e poi richiudendola senza acido, o introducendovi corpi umidi. Se questo si fa, si trova che per qualche tempo, il peso del muschio va crescendo, ma poi comincia a diminuire, e in seguito continua a diminuire proporzionalmente al tempo: e se si determina il rapporto fra la perdita di peso e il tempo, si trova prossimamente lo stesso rapporto di prima, qualunque sia lo stato igrometrico finale, cioè la quantità d' acqua assorbita. Infine se si ripone nella custodia l' acido solforico, dopo un rapido decremento, che dura 40 o 50 ore come prima, si torna a notare

1) R. Accademia Peloritana, Messina 1901.

un decremento proporzionale al tempo: il rapporto fra perdita di peso e tempo è ancor quello di prima, e il peso del muschio risulta di poco inferiore a quello cui si sarebbe ridotto continuando a volatilizzare in aria secca.

UN' ESPERIENZA PER DIMOSTRARE IL DECRESCERE DELLA PRESSIONE ATMOSFERICA CON L' ALTEZZA.

Nota del Prof. E. SALVIONI [1]).

Un recipiente cilindrico di lastra metallica della capacità da 1 a 3 litri è immerso in un bagno di acqua e porta orizzontalmente un tubo a sezione piccola contenente una colonnina di petrolio. Per eseguire l' esperienza si nota la divisione b_0 a cui si trova l' estremità della colonnina mentre l' apparecchio è ad una certa altezza; si alza l' apparecchio p. es. di 1 m. e si nota la nuova divisione a_1; si riporta in basso nella posizione di prima e si nota b_1; le letture essendo fatte ad intervalli di tempo uguali si assume come spostamento $\frac{b_0+b_1}{2}-a_1$. È indispensabile che il cannello, sensibilmente orizzontale, conservi la stessa direzione nelle due posizioni dell' apparecchio; ciò si ottiene sospendendo quest' ultimo e impedendone le rotazioni intorno alla verticale.

Se si suppone applicabile all' aria umida contenuta nel recipiente la legge delle tensioni dei miscugli, ritenendo trascurabile la quantità di vapore, che ad ogni variazione di volume, durante due osservazioni a diversa altezza, si condensa o si libera dalle pareti del recipiente, lo spostamento teorico X sarà:

$$X=\frac{T-1}{\mu}$$

essendo $T=\frac{p_1}{p_2}$ se p_1 è la pressione nel punto più basso, p_2 nel punto più alto e μ il rapporto fra il volume di 1 cm. lineare di cannello e il volume del recipiente.

1) Atti della R. Accademia Peloritana. Messina 1901.

Le esperienze eseguite mostrano una notevole coincidenza fra lo spostamento teorico calcolato per dilatazioni e contrazioni isotermiche e lo spostamento osservato. Questa coincidenza pone fuori di dubbio che nella disposizione adottata contrazioni e dilatazioni non sono adiabatiche, ma rigorosamente isotermiche.

UN NUOVO IGROMETRO.

Nota del Prof. E. SALVIONI [1]).

Gli apparecchi usati comunemente nelle osservazioni meteorologiche per determinare lo stato igrometrico della atmosfera, non possono servire, nelle ricerche di laboratorio quando occorra di determinare la tensione del vapore acqueo in spazi molto ristretti, come in casse chiuse, custodie di strumenti e simili. Potrà quindi interessare la descrizione di un igrometro che conduce a risultati precisi senza alterare le condizioni dell' esperienza: nell' istante, per cui interessa conoscere la tensione, si isolano dall' ambiente pochi cm.^{3} d' aria; l' igrometro permette di determinarvi la tensione del vapore acqueo o immediatamente o anche dopo qualche tempo; basta per il momento osservare la pressione atmosferica e la temperatura.

Il principio su cui si fonda questo igrometro, che si potrebbe chiamare *a saturazione* è il seguente: Si chiuda in un recipiente una certa quantità d' aria presa dall' ambiente, ad una data pressione e temperatura e contenente vapore acqueo alla tensione τ. S' inietti nel recipiente qualche stilla d' acqua che basti a saturare quello spazio; quando la saturazione sarà ottenuta, la tensione del vapore acqueo nell'interno si sarà portata da τ a $T > \tau$, essendo T la tensione massima alla temperatura dell' osservazione, e quindi la pressione interna che era inizialmente la atmosferica, sarà aumentata di $T - \tau$, supposti costanti la temperatura e il volume. La T essendo nota, la misura di questo incremento $T - \tau$ farà conoscere τ. Nella pratica si comprende che riuscirà più agevole

1) Atti della R. Accademia Peloritana, anno 17, 1901.

mantenere costante la pressione, e misurare le variazioni di volume.

L'apparecchio è costituito di un recipiente cilindrico di bronzo fuso a grosse pareti e ad orlo superiore sporgente e ben piano in modo da potervi adagiare a tenuta (con un po' di vasellina) un coperchio pure di bronzo che porta tre fori; nel primo, centrale, passa a tenuta un termometro in $^1/_5$; nel secondo penetra uno schizzetto di vetro che inferiormente termina in un cannellino a punta finissima e superiormente in una peretta di gomma e serve per iniettare delle goccioline di acqua senza che muti il volume interno; il terzo piccolissimo mette in comunicazione l'aria interna coll'esterna quando il coperchio venga spostato in una data direzione.

Lateralmente il cilindro di bronzo ha un foro dal quale parte un tubo del diametro interno di mm. 3,2, portante una divisione in mm. e vi s'introduce una colonnina di petrolio filtrato lunga cm. 2,5. Per fare una determinazione si procede così. Si porta l'apparecchio nell'ambiente ove si vuol determinare la tensione di vapore, vi si lascia per qualche tempo, e si adagia quindi il coperchio sull'orlo del cilindro mettendolo spostato in modo che l'aria interna comunichi coll'esterna. Adattati nei rispettivi fori il termometro e l'iniettore si sposta cautamente il coperchio in modo da intercettare la comunicazione coll'esterno e se le pareti interne del recipiente sono ben terse la colonnina di petrolio resta ferma.

Osservata la temperatura e la pressione s'inietta una prima stilla di acqua e dopo un po' di tempo se ne iniettano altre in modo che la colonnina si sposti gradatamente e giunga poi ad una posizione fissa, nel qual caso si nota la divisione a cui si arresta e si legge di nuovo la temperatura e la pressione barometrica. Applicando la legge di Boyle-Gaylussac e tenendo buona la legge Dalton si ricava con sufficiente approssimazione:

$$\tau = B_0 - (1 - \gamma \vartheta + \mu X)(B - T)$$

chiamando ϑ l'incremento di temperatura, X lo spostamento della colonnina, B_0 e B le pressioni atmosferiche iniziale e finale, μ il rapporto fra il volume di 1 cm. di cannello e quello del recipiente e $\gamma = 0{,}0037$.

La durata dell'esperienza dipende principalmente dalle dimensioni e dalla forma del recipiente e dalla superficie di evaporazione, ma viene considerevolmente ridotta collocando sul fondo del recipiente un disco di carta bibula che non porta danno per la proprietà che ha di porsi rapidamente in equilibrio coll'aria ambiente.

LIBRI NUOVI

DIE ELEKTROLYSE DES WASSERS,

von V. ENGELHARDT.

(Halle a. S., W. Knapp, 1902).

Questo volumetto, di 115 pagine, illustrato da 90 figure e corredato da numerose tabelle, inizia una serie di monografie sull'elettrochimica applicata, nelle quali verrà esposto lo stato attuale delle industrie elettrochimiche, fornendo in pari tempo le indicazioni necessarie all'esercizio e all'ulteriore sviluppo di ciascuna di esse.

Per la elettrolisi dell'acqua, dopo un breve cenno storico e le indicazioni delle costanti elettriche relative alla scomposizione, sono descritti e ampiamente illustrati i vari processi proposti od attuati nelle industrie, sia per aver separati i due gas, sia per avere il miscuglio tonante. In ultimo vi sono le indicazioni relative ai brevetti di privativa e alle spese di produzione per ciascuno dei sistemi usati.

A. STEFANINI.

THERMODYNAMIK UND KINETIK DER KÖRPER,

von B. WEINSTEIN.

(Braunschweig, F. Vieweg und Sohn, 1901).

Mentre per la teoria del calore si hanno libri e memorie pregevoli di Gibbs, Helmholtz, Planck, Duhem, Ostwald ecc., mancava finora un trattato completo di termodinamica, come quello che l'A. ha cominciato a pubblicare.

In questo primo volume è trattata la parte generale della termodinamica, la cinetica dei corpi e la teoria dei gas ideali, dei gas reali e dei vapori. Molte delle ricerche esposte in questo libro son nuove, ed alcune originali. Numerosi esempi numerici illustrano i resultati teorici, e servono a mostrare fino a qual punto le ipotesi fatte corrispondono ai fatti sperimentali. La trattazione dei gas ideali si chiude con alcune ricerche sulla diffusione e sulla conduttività termica. Nella parte relativa ai gas reali ed ai vapori, vengono esposti i dati relativi alla vaporizzazione e alla liquefazione. Il confronto fra i dati teorici e quelli sperimentali non porta sempre a resultati concordanti, sia per l'imperfezione delle teorie, sia ancora per la mancanza di studi sperimentali completi sui gas e sui vapori, a compire i quali occorrono larghi sussidi di strumenti e di danaro, che soltanto le amministrazioni pubbliche possono fornire.

A. STEFANINI.

FRANGES D'INTERFERENCE ET LEURS APPLICATIONS MÉTROLOGIQUES,
par J. MACÉ DE LÉPINAY.

(Collezione " SCIENTIA ". G. Naud, Parigi 1902).

L'uso della lunghezza d'onda come campione di lunghezza già preconizzato da Fizeau e propugnato da molti altri fisici, oltre la invariabilità e la facilità della riproduzione, offre dei vantaggi importanti, che sono esposti in questo volumetto con molta chiarezza. Come si sa, per l'uso di tale campione occorre servirsi delle frange d'interferenza, che l'A. espone in qual modo si posson produrre e adoperare per le misure di precisione. Queste frange, permettono di far delle misure di lunghezze finite con un'approssimazione superiore a $\frac{1}{20}$ di lunghezza d'onda, che corrisponde, per esempio, a un errore relativo di $\frac{1}{4000000}$ su una lunghezza di 10 cm. Questa precisione, di gran lunga superiore a quella che si potrebbe ottenere coi metodi ordinari dei comparatori meccanici, raccomanda l'uso delle frange specialmente nella determinazione

delle costanti fisiche, quali ad es. il campione assoluto di massa.

Oltre a servire di guida nelle misure di precisione, questo volumetto riuscirà utilissimo a chiunque si occupi dello studio dei fenomeni d'interferenza della luce.

A. STEFANINI.

LE PHÉNOMÈNE DE KERR,

par E. NÉCULCÉA.

(Collezione " SCIENTIA „. G. Naud, Parigi 1902).

Non è soltanto la doppia refrazione provocata dall'elettrizzazione che è studiata in questo volumetto, ma anche gli altri fenomeni magneto ottici che vi si riferiscono.

Premesso un riassunto delle esperienze e dei resultati ottenuti dal Kerr e da altri che si sono occupati della doppia refrazione che presenta un dielettrico trasparente allorchè è posto in un campo elettrostatico, vengono esposti i saggi delle teorie proposte da Pockels e da Voigt. Questa ultima teoria è particolarmente interessante, perchè riesce a tener conto dell'azione reciproca delle singole particelle che intervengono nel fenomeno. L'ultima parte è riservata alla discussione dell'esistenza dal fenomeno elettroottico analogo a quello di Zeeman.

Le molte e minuziose indicazioni contenute in questo opuscoletto sono di grande utilità per chi voglia riprodurre il fenomeno di Kerr; il quale in alcuni casi è così difficile ad osservarsi, che da alcuni fisici valentissimi ne fu perfino negata l'esistenza.

A. STEFANINI.

RIVISTA

Drude's Annalen, Vol. 4°, N. 3, (seguito) e N. 4, 1901.

HORNEMANN M. *Effetti delle variazioni di una corrente continua, delle oscillazioni elettriche e delle correnti d'induzione su di un ago magnetico ovvero un induttore di ferro dolce collocato in un campo costante* (pp. 481-513). — Allorchè si fa passare una corrente continua variabile, le scariche di una giara di Leyda, ovvero le correnti alternate indotte da una corrente continua variabile, attraverso al filo di un galvanoscopio collocato nella direzione nord sud di un campo magnetico, si osserva che un induttore rotondo di ferro dolce d'ordinario si mette facilmente in rotazione, mentre l'ago o solo devia o rimane immobile e talvolta si mette anch'esso in rotazione. L'A., dopo di aver costatati quei fatti e molti altri con svariatissime esperienze, passa a renderne conto con dei ragionamenti intorno alla disposizione delle linee di forza. Il comportamento diverso dell'ago d'acciaio da un lato e dell'induttore di ferro dolce dall'altro si spiega facilmente, sia colle diversità di forma, sia con quelle di forza coercitiva.

EINSTEIN A. *Conclusioni dedotte dai fenomeni capillari* (pp. 513-523). — L'A., onde interpretare certi fenomeni capillari, espone qui una nuova teoria dell'azione scambievole fra le molecole: ritiene che ad ogni atomo spetti un campo d'attrazione molecolare, indipendente sia dalla temperatura che dal modo, in cui gli atomi sono collegati dalle affinità chimiche. Si esprime poi colla maggior riservatezza riguardo ad una possibile connessione di quelle forze colla gravità.

TAMMANN G. *Intorno ai sedicenti cristalli liquidi* (pp. 523-531). — L'A., criticando i risultati in proposito del Lehmann e di altri sperimentatori e l'interpretazione proposta dal primo, ritiene probabile si tratti di mescolanze torbide di due sostanze, anzichè di cristalli liquidi.

HIMSTEDT F. *Sopra alcune esperienze coi raggi di Becquerel e di Röntgen* (pp. 531-537). — L'A. costata che contrariamente alle osservazioni di Elster e Geitel i raggi di Röntgen possiedono al pari di quelli di Becquerel la virtù di arrestare le scariche elettriche. Verificato poi colla sua preparazione la deviazione elettromagnetica dei raggi di Becquerel, trova che un raf-

freddamento non ha veruna influenza nè sull' eccitazione della fluorescenza nè sulla virtù scaricatrice di codesti raggi. Da ultimo costata la diminuzione della resistenza specifica del selenio sotto l' influenza sia dei raggi ultravioletti che di quelli di Becquerel e di Röntgen.

Himstedt F. e Nagel W. A. *L' azione dei raggi di Becquerel e di Röntgen sull' occhio* (pp. 537-553). — Prendendo le mosse da un' osservazione del Giesel, gli A. studiano l' azione dei raggi Becquerel sull' occhio. I fenomeni osservati s' interpretano ammettendo che quei raggi eccitino la fluorescenza di tutte quante le parti dell' occhio. Rimane però inesplicabile il fatto che si riceve l' esatta impressione della provenienza dei raggi.

Siccome fenomeni affatto analoghi si osservano coi raggi ultravioletti, gli A. riprendono le esperienze già eseguite da Helmholtz fin dal 1855, modificando poco la disposizione da questi adoperata.

Gli A. studiano poi con un metodo oggettivo i fenomeni in esame, valendosi delle correnti d' azione già osservate da Holmgren pel caso della luce ordinaria; ritengono che gli occhi si comportino in modo del tutto analogo al sostituire la luce ordinaria colle tre classi di raggi suddetti. Le esperienze sui raggi di Röntgen riescono pure, impiegando una retina separata dal resto dell' occhio invece d' un occhio integro. Dette esperienze confermano i risultati precedenti del Röntgen, nonchè quelli del Dorn e del Brandes.

Planck M. *Sulla legge di distribuzione dell' energia nello spettro normale* (pp. 553-564). — Non riescendo la legge del Wien di universale applicazione, l'A. intraprende quì di modificare la propria teoria elettromagnetica dell' irraggiamento, colla quale aveva già dedotta codesta legge. Determinata all' uopo l'entropia S d' un risonatore irraggiato e vibrante monocromaticamente, in funzione dell' energia di vibrazione U, ottiene dalla relazione $dS / dU = 1 / \vartheta$ la connessione dell' energia U colla temperatura ϑ, e siccome peraltro la relazione fra l' energia U e la densità d' irraggiamento del numero di vibrazioni corrispondente è data, si ha pure il modo, in cui la densità d' irraggiamento dipende dalla temperatura. La distribuzione normale d' energia è poi quella, nella quale alle densità d' irraggiamento di tutti i numeri di vibrazioni corrisponde la medesima temperatura.

Planck M. *Sopra le quantità elementari di materia e di elettricità* (pp. 564-567). — Prendendo le mosse da un teorema del Boltzmann e valendosi dei propri risultati previamente ottenuti, l'A. trova pel rapporto fra la massa d' un atomo vero e quella di

un atomo-grammo il valore $1,62.10^{-24}$, quasi identico, con quello dato da O. E. Meyer nel suo libro sopra la teoria cinetica dei gas. La carica elettrica d' un ione o elettrone univalente positivo equivarrebbe a $4,69.10^{-10}$ unità elettrostatiche.

Codeste relazioni devono verificarsi, non già approssimativamente ma in modo rigoroso, perchè i concetti teorici, in base a cui sono state trovate, possano essere veri.

Voigt W. *Intorno alla teoria delle deformazioni elastiche permanenti* (pp. 567-592). — Mostrato, come all' incontro dei concetti fondamentali della antica teoria le condizioni di rottura dei solidi dipendano dall' orientazione delle superficie terminali, nonchè del modo, in cui la compressione viene operata, l'A. solleva ai ragionamenti del Mohr certe obbiezioni, onde dimostrare come pur potendo riescire utili nelle applicazioni pratiche, esse siano lungi dal costituire una teorica razionale dei fenomeni in proposito.

Confermate quelle conclusioni coi dati delle proprie esperienze sul salgemma, il Voigt indica il cammino da seguirsi, onde giungere ad una teoria più perfetta di quei fatti tuttora mal conosciuti.

Riecke E. *Sulle curve caratteristiche delle scariche elettriche nei gas rarefatti* (pp. 592-617). — L'A., studiando le modificazioni delle curve rappresentatrici della relazione fra intensità e f. e. nel caso delle scariche elettriche nei tubi di Geissler, al variare la pressione e al sommettere detti tubi all' azione di un campo magnetico, costata che sotto l' influenza di tale campo due effetti opposti si sovrapongono: allorchè l' effetto osservato dal lato dell' anodo cagiona un incremento della differenza di potenziale di scarica, quello avvenente dal lato opposto tende a scemare codesta differenza di potenziale.

Il punto, dove ambedue gli effetti si compensano, progredisce verso le intensità crescenti, al crescere della pressione. Questi risultati vanno d' accordo con quelli del Paalzow e del Neesen.

Lindman K. F. *Ricerca sperimentale sulla riflessione metallica delle oscillazioni elettriche* (pp. 612-638). — Nelle sue ricerche sulla riflessione metallica delle onde hertziane, il Righi aveva creduto osservare una polarizzazione ellittica. Siccome però tali risultati non vanno d' accordo nè colla teoria di Maxwell-Hertz nè con quella di Giese e di Drude, l'A. riprendendo le esperienze del Righi con apparecchio perfezionato e atto a delle determinazioni quantitative, giunge al risultato che d' accordo colla teoria le onde rettilineamente polarizzate dell' ordine di grandezza $\lambda = 10$ cm. vengono dagli specchi metallici, sotto tutte le incidenze, riflesse senza perdita sensibile d' intensità e senza altera-

zione sia del carattere che dell'azimut della polarizzazione. Entrambe le componenti principali delle onde incidenti subiscono nella riflessione un cangiamento di fase sensibilmente eguale a π.

Ritiene pertanto che i risultati del Righi siano dovuti ad effetti estranei mal osservati.

DÖRRIE K. *Sulla distribuzione dell' elettricità alla superficie d' un ellissoide* (pp. 638-641). — Con un metodo geometrico assai elegante l'A. determina la densità elettrica in un punto qualsiasi della superficie d' un ellissoide.

SCHUMANN V. *Intorno alla trasparenza ottica dell' idrogeno* (pp. 642-646). — In questa nota l'A., tornando sulle previe sue esperienze, ritiene che l' idrogeno sia, nei limiti dell' esperienza, perfettamente trasparente alla luce. I risultati talvolta contraddittori già riportati sono interpretati coll' influenza dei tubi adducenti il gas.

BURBURY S. K. *Intorno alle ipotesi fondamentali della teoria cinetica dei gas* (pp. 646-648). — Continuando una previa polemica coi Gyözö, l'A. mostra, come l' obbiezione recentemente formulata da questi contro il libro del B. e secondo la quale ogni funzione lineare della velocità delle molecole gazzose avrebbe valore costante, sia affatto erronea.

WARBURG E. *Intorno alla memoria del v. Schweidler intitolata: Sul comportamento dei dielettrici liquidi al passaggio della corrente elettrica* (p. 648). — Ricordando le proprie ricerche e le misure del Reich, l'A. ritiene che i fenomeni osservati dallo Schweidler (Vedasi *Nuovo Cimento*, (5), 3, p. 327) siano dovuti ad impurezze elettrolitiche.

RUBENS H. e KURLBAUM F. *Applicazione del metodo detto dei raggi rimanenti alla verificazione della legge d' irraggiamento* (pp. 649-667). — Avendo le ricerche di Lummer, Pringsheim e Jahnke da un lato e quelle del Paschen dall' altro ormai ben mostrato, come la legge del Wien nè possa essere considerata come legge veramente teorica, nè basti a rappresentare i fenomeni come formola empirica, gli A. sottomettono in questa memoria ad un esame contemporaneo le diverse forme date all' equazione delle curve isocromatiche da vari fisici, valendosi all' uopo dei raggi di grande lunghezza d' onda ottenuti col mezzo di molteplici riflessioni su lastre aventi potere riflessivo selettivo, metodo già impiegato dagli stessi autori fin dal 1897.

Dalle misure fatte tirano la conclusione che solamente le formole, secondo cui la radiazione E del corpo « nero » cresce in ragione diretta di T per le grandi lunghezze d'onda e le alte temperature, siano atte a riprodurre i fatti sperimentali. La for-

mola di Lord Rayleigh, pur soddisfacendo quella condizione, non si presta però alle piccole lunghezze d'onda. Delle due formole rimanenti di Lummer-Jahnke e di Planck gli A. danno la preferenza a quella del Planck, la quale si raccomanda per la semplicità e coincide con la formola di Wien, per le piccole lunghezze d'onda, per le quali quest'ultima è stata verificata.

WIECHERT E. *Le leggi elementari dell' elettrodinamica* (pp. 667-690). — Le teorie moderne dell'elettricità, prendendo le mosse dalle idee introdotte nella scienza da Maxwell e in apparente contraddizione coi concetti antichi, tendono oggidì di più in più a rivenire alle ipotesi d'altra volta.

L'A., ben conosciuto per le sue ricerche in proposito, tenta qui di conciliare ancora più le due teorie, adoperando le nozioni di etere e di materia nel senso dato loro dal Lorentz. I principali fondamenti, su cui si basa la teoria schizzata in questa memoria sono: le leggi del movimento della luce nell'etere libero, pel quale secondo l'ipotesi del Maxwell concorrono le eccitazioni magnetiche ed elettriche, la supposizione d'un veicolo di quelle eccitazioni, chiamato « etere », assolutamente omogeneo, in quiete assoluta ed esistente dappertutto, l'ipotesi che gli effetti scambievoli fra etere e materia siano solamente dovuti a delle particelle elettriche o il loro moto, da ultimo due leggi formolate dal Lorentz.

Nella seconda parte di questa memoria vengono sviluppate le leggi elementari degli elettroni. Valendosi dei metodi usati nelle teorie dell'elasticità e della luce, l'A. riduce tutti i fenomeni essenziali alle particelle elettriche ed applica le formole stabilite ad alcuni problemi assai interessanti.

ARRHENIUS Sv. *Sull' assorbimento del calore nell' acido carbonico* (pp. 690-706). — Con un metodo analogo a quello usato dal Tyndall, l'A. studia l'assorbimento del calore nell'acido carbonico. Rappresentati i risultati dell'esperienza col mezzo di una formola empirica, calcola lo spessore degli strati d'acido carbonico, sufficienti per assorbire una determinata porzione dell'irraggiamento calorifico.

I dati ottenuti in questo modo vengono poi applicati al caso dell'effetto di una data atmosfera di acido carbonico sulla temperatura di una sfera nera, collocata in condizioni termiche analoghe a quelle della terra. Da ultimo, l'A. critica i ragionamenti dell'Angström, conducenti a risultati in discordanza con quelli dell'Arrhenius.

WEBER R. H. *Sulla tensione superficiale delle superficie acquose ricoperte d'olio e sul raggio attivo delle forze molecolari*

(pp. 706-722). — La gocciola d'olio d'oliva a contorni ben definiti galleggiante alla superficie dell'acqua, subisce delle modificazioni assai forti all'aggrandire ovvero al diminuire la superficie resa anomala in virtù dello strato d'olio. L'A., misurando secondo il metodo del Quincke l'angolo di contatto, determina dalle modificazioni di quell'angolo le paralleli modificazioni della costante capillare della superficie anomala e la relazione fra tensione superficiale e grandezza di superficie.

Dai risultati ottenuti trae la conclusione che alle superficie limiti, sia di acqua ed olio che di acqua ed aria, venga formato uno strato di passaggio di proprietà variabili e differenti da ambedue i liquidi. Onde spiegare quel fenomeno, il quale per altro era da prevedersi, l'A. indica le due ipotesi che o la solubilità scambievole dei due liquidi venga modificata sotto l'influenza delle forze capillari, o avvenga l'idrolisi dell'olio.

Da ultimo dà per il raggio d'attività molecolare un valore in ottima concordanza con quello dedotto dalle misure del Quincke.

Johnson K. R. *Contributi alla conoscenza del meccanismo dei rocchetti d'induzione* - Continuazione pp. 722-734). — I fenomeni avvenenti nel circuito primario dell'Hertz, sono da questo fisico stati comparati al moto d'un pendolo, supponendo che le oscillazioni fra le due capacità fissate alle estremità dell'oscillatore passino solamente per lo spinterometro e che il circuito esplosivo equivalga ad una resistenza metallica di pochi ohm, d'accordo colle determinazioni del Bjerknes.

Ora secondo le previe ricerche dell'A. (*N. Cimento*, (5), 3, p. 253) la resistenza dello spinterometro secondario di un rocchetto d'induzione varierebbe fra i 100 e 1000 megahom. Onde confermare i propri risultati il Johnson dà pertanto una dettagliata analisi teorica dei fenomeni in proposito, ritenendo, fra l'altro, che sotto certe condizioni avvengano degli effetti d'induzione a distanza infinita. Siccome tali effetti di risonanza sono stati osservati fra i circuiti telegrafici distanti di 65 chilometri, l'A. li considera come verifiche indirette della sua teoria della corrente d'apertura.

Viol O. *Vibrazioni meccaniche dei fili isolati e tesi a scarica laterale visibile* (pp. 734-762). — Un filo, ad una cui estremità avvengano delle scariche elettriche ad alta tensione, nel caso che venga isolatamente teso, eseguisce delle vibrazioni trasversali. Nel caso dell'elettricità negativa e di tensione sufficientemente alta, da produrre delle scariche laterali visibili lungo il filo, codeste scariche diventano invisibili nei luoghi vibranti, rimanendo visi-

bili nei nodi, rappresentando cioè l'aspetto di onde luminose. Variando la distanza esplosiva si può variare il numero di tali onde, essendo il numero dei ventri inversamente proporzionale a quella distanza. L'altezza del suono udibile lungo il filo teso è pure in ragione inversa della distanza esplosiva, essendo il suo periodo in corrispondenza col numero delle scintille.

L'A. ricorda le analoghe osservazioni del Tommasina pubblicate, quando le sue ricerche erano già terminate.

Guthe K. E. *Contribuzioni alla teoria del coherer* (pp. 762-776). — L'A., criticando la teoria del Bose e basandosi sulle proprie esperienze, ritiene che l'effetto detto negativo del coherer sia dovuto a fenomeni secondari. Studiando poi la sedicente differenza potenziale critica, costata che la direzione della corrente fra metalli diversi non influisce su questo fenomeno, salvo poche eccezioni. Da ultimo studia l'influenza d'un riscaldamento del contatto sulla resistenza del coherer.

Lownds L. *Contribuzioni alla conoscenza dell' effetto longitudinale termomagnetico* (pp. 776-788). — Se di un circuito composto di vari metalli, fra cui il bismuto, la parte consistente di questo metallo è percorsa da una corrente calorifica normale alle linee di forza di un campo magnetico, la forza elettromotrice del circuito dipende dalla intensità di codesto campo.

L'A., studiando quell' effetto nel filo di bismuto alla temperatura di — 112°, mostra come da prima cresca coll' intensità del campo, finchè a 2450 C. G. S. giunge ad un massimo. Alla temperatura di — 135° l'effetto, decrescendo dal valore massimo, cangia persino di segno. Alle temperature più elevate, pare che gli stessi fenomeni si ripetano, aumentando però le intensità di campo corrispondenti colla temperatura. L'effetto trasversale osservato dall' Yamaguchi segue delle leggi tutt' altre. L'A., esaminando poi una formola proposta dal Van Everdingen per rappresentare sia l'effetto longitudinale, sia i cangiamenti di resistenza, ritiene che detta formola non sia più valevole alle basse temperature.

A. Gradenwitz.

Comptes Rendus. T. CXXXIII, Luglio e Agosto 1901.

Seligman-Lui A. *Su una interpetrazione meccanica dei principi della termodinamica* (pp. 30-33).

Kowalski (De) e Modzelewski (De) J. *Sugli indici di rifrazione dei miscugli di liquidi* (pp. 33-35). — L'esperienza e i lavori di Philip e di Coolidge hanno dimostrato che in generale la costante dielettrica di un miscuglio non è legata da una legge

semplice alla costante dielettrica di ciascuno dei componenti. Gli A., tenuto conto che l'indice di rifrazione è strettamente legato alla costante dielettrica, hanno cercato se anche per esso si verificano simili anomalie. Per questo hanno determinato l'indice di rifrazione e la densità di miscugli di etere con cloroformio, di alcool etilico colla benzina, di toluolo collo stesso alcool. Hanno così trovato che si possono egualmente bene calcolare gli indici di rifrazione secondo la legge dei miscugli, mediante l'una o l'altra delle seguenti formule:

$$\frac{N_1 - 1}{d} = \frac{n_1 - 1}{d_1} p_1 + \frac{n_2 - 1}{d_2} (100 - p_1);$$

$$\frac{N^2_2 - 1}{N^2_2 + 2} \frac{100}{d} = \frac{n^2_1 - 1}{n^2_1 + 2} \frac{p_1}{d_1} + \frac{n^2_2 - 1}{n^2_2 + 2} \frac{100 - p_1}{d_2}$$

dove N_1 e N_2 rappresentano l'indice di rifrazione del miscuglio, d, d_1 e d_2 rispettivamente la densità del miscuglio e di ciascuno dei componenti e p_1 il peso di un componente in 100 gr. di soluzione.

Larroque F. *Le onde erziane nei temporali* (p. 36). — L'A. descrive un dispositivo, realizzante un sistema elementare di telegrafia senza fili, col quale è riuscito ad avere segnalazioni evidenti di temporali lontani dal luogo di osservazione.

Considerando un temporale in convezione da un lato colla terra e dall'altro colla media e alta atmosfera come *posta trasmettitrice*, l'A. ha costituito semplicemente una posta *ricevitrice* con un piatto orizzontale in zinco, di 40 cm. di diametro, esposto all'aria libera e collegato a una presa di terra da un filo di rame di un mm. di diametro, che traversava una camera murata e oscura, all'interno della quale presentava una soluzione di continuità provveduta di un micrometro a scintille.

Pollak C. *Sulla messa in serie di voltametri disgiuntori della corrente* (p. 94). — L'A. rileva, come già ha fatto in una sua Nota precedente, che i voltametri disgiuntori a lamina di alluminio non possono praticamente mettersi in serie a causa della disuguaglianza di quelli elementi e, in particolare, della disuguaglianza delle loro perdite a vuoto.

L'A. osserva a tal proposito che si può ovviare a questo inconveniente mettendo in derivazione resistenze convenientemente scelte sui voltametri a debole perdita, in modo da ristabilire l'eguaglianza fra i *debits* necessari a tutti gli elementi della serie.

Cornu A. *Determinazione dei tre parametri ottici principali di un cristallo, in grandezza e direzione, col rifrattometro* (pp.

125-131). — Dopo avere rilevato come la misura dei tre indici principali di un cristallo sia divenuta teoricamente semplicissima dopo i lavori di Kohlrausch, Quincke, Liebisch, Brill, Soret, e praticissima dopo la costruzione dei rifrattometri, l'A. nota come lo stesso non possa dirsi rispetto alle tre direzioni principali, la cui determinazione è irta di calcoli difficili per la pratica corrente. Riporta perciò alcune semplici relazioni analitiche relative a questa importante applicazione del rifrattometro, a cui è stato condotto dallo studio geometrico diretto della riflessione totale su una superficie cristallina.

DÉCOMBE L. *Sul movimento del pendolo in un mezzo resistente* (pp. 147-149). — Indicando con P il peso di un pendolo, I il suo momento d'inerzia rapporto all'asse di sospensione, a la distanza del centro di gravità da questo stesso asse, $R = \phi(v)$ la forza che, applicata al centro di gravità, rappresenta l'effetto del mezzo, θ l'elongazione a un istante qualunque, si ha per ampiezze infinitamente piccole la relazione:

$$I \frac{d^2 \theta}{d t^2} = - P a \theta - a \phi (v),$$

la quale, se ϕ è dispari, è applicabile in tutta l'estensione del movimento, se ϕ è pari invece non è applicabile che nell'intervallo di tempo durante il quale la velocità non cangia di segno.

Differenziando e ponendo $\frac{1}{v} \frac{dv}{dt} = u$, e tenendo conto che la funzione incognita V è ben determinata insieme colla funzione ϕ e che quindi si può porre $\phi'(v) = \psi(t)$, si ha l'equazione:

$$\frac{du}{dt} = u^2 - \frac{a^2}{I} \psi(t) u + \frac{P a}{I}.$$

La funzione u soddisfacendo dunque a una equazione di Eulero, se ne deduce che se con u_1, u_2, u_3, u_4 si indicano quattro soluzioni particolari qualunque, si deve avere:

$$\frac{(u_1 - u_3)(u_2 - u_4)}{(u_1 - u_3)(u_2 - u_4)} = \text{cost.}$$

L'A. osserva che le diverse soluzioni particolari corrispondono a una scelta diversa per l'origine del tempo, e adotta per le quattro soluzioni le quattro origini seguenti:

1° Posizione estrema del pendolo a sinistra della verticale.

2° Posizione per la quale la velocità è massima.

3° Posizione di equilibrio.

4° Posizione per la quale la velocità è massima in una qualunque delle oscillazioni massime.

Chiamando quindi v_1, v_2, v_3, v_4 le velocità del pendolo in istanti t equidistanti da quelle diverse origini, e tenendo conto che $u = \frac{1}{v}\frac{dv}{dt}$, l'A. trasforma la relazione precedente e trova infine le soluzioni,

$$\frac{v_1}{v_3} = \text{cost} \qquad \text{o} \qquad \frac{v_2}{v_4} = \text{cost}.$$

Scartata la prima soluzione, poichè per t piccolissimo, $\frac{v_1}{v_0}$ è prossimo a zero, mentre per t prossimo al semiperiodo semplice, quello stesso rapporto è grandissimo, rimane la soluzione,

$$(1) \qquad \frac{v_2}{v_4} = \text{cost}.$$

appoggiandosi sulla quale l'A. *dimostra l' isocronismo delle oscillazioni per una legge di resistenza assolutamente qualunque, qualunque sia la parità di* Φ.

L'A. infine osserva che, allorquando la resistenza del mezzo è una funzione impari, pur qualunque, della velocità, la relazione (1) essendo applicabile in tutta l' estensione del movimento collo stesso valore per la costante, le velocità del pendolo in istanti equidistanti da quelli per i quali questa velocità è massima, *seguono i termini di una progressione geometrica decrescente.*

Macé de Lépinay J. *Sui cangiamenti di fase che si producono sotto incidenze prossime alla riflessione totale, ma inferiori all' incidenza limite* (pp. 150-152). — Utilizzando le frangie di Herschel e il grande goniometro Bruner l'A. ha potuto determinare l' indice del prisma rispetto alla sostanza che riempie la lamina minuta, coll' approssimazione da due a tre unità nella sesta cifra decimale. L'A. inoltre ha trovato che la legge di distribuzione di queste frangie nel campo, è semplice ed è espressa dalla relazione:

$$x - x_0 = a p^2$$

dove x è l' angolo che fa l' asse ottico della lente, contato a partire da una posizione arbitraria, allorchè si osserva la frangia di ordine p, e x_0 quello corrispondente al limite stesso della riflessione totale.

Allo scopo di controllare il nuovo metodo, l'A. ha effettuato una serie di misure di indici, col metodo detto e con quello della

deviazione minima. Ha così constatato che il primo metodo dà indici più grandi del secondo, e che le differenze sono superiori agli errori possibili. Queste differenze non potendo essere attribuite alla forma convessa delle superfici dei prismi impiegati, l'A. è condotto ad ammettere che le frangie di Herschel non occupano rigorosamente le posizioni loro assegnate dalla teoria, e che in prossimità della riflessione totale, e avanti questa, si produce un ritardo di fase per riflessione sulla prima e un anticipazione per riflessione sulla seconda delle superfici limitanti la lamina minuta, per modo che la relazione fra x e p^2 diviene:

$$x - x_0 = a\,(p + h)^2.$$

Riporta quindi i risultati di una serie di misure della distribuzione di queste frangie in prossimità della riflessione totale e rileva come le differenze tra i valori di x osservati e quelli calcolati variano regolarmente coll' ordine d' interferenza, raggiungendo un massimo di $2'',7$, valore da cinque a sei volte più grande degli errori possibili. In tal modo è giustificata l'ipotesi dello spostamento delle frangie di Herschel e, per conseguenza, quella del cangiamento di fase per riflessione.

Questi cangiamenti, secondo l' A., sono indipendenti dalla orientazione del piano di polarizzazione, e circa la loro legge di variazione, l'A. ammette che questi cangiamenti di fase varino coll' incidenza e tendano verso zero quando ci si allontana dal limite di riflessione totale.

Da questi risultati l'A. conclude che:

1° Le frangie di ordine elevato possono considerarsi come aventi una distribuzione normale data dà:

$$x = -\,3'',1 + 8'',5850\,p^2\,;$$

2° Il vero limite di riflessione totale (corrispondente a $p = 0$) sarebbe a $3'',1$ dal limite apparente: ne risulterebbe, per l' indice, una correzione, nel senso previsto, di circa una unità del quinto ordine decimale.

Farry C. e Perot. *Misure di lunghezze d' onda nello spettro solare: confronto colla scala di Rowland* (pp. 153-154). — Gli A. riportano i risultati ottenuti col metodo già descritto in una loro Nota precedente confrontando 33 righe dello spettro solare direttamente colla radiazione verde del cadmio, fornita da un tubo di Michelson.

I risultati sono riportati in una tabella nella quale sono riferite la lunghezza d' onda indicata da Rowland, la lunghezza

d'onda determinata da essi nel modo detto, il rapporto dei due valori indicati.

Dal diagramma costruito prendendo per ascisse le lunghezze d'onda e per ordinate i valori del rapporto, si rileva che l'esattezza colla quale sono determinati i rapporti delle lunghezze d'onda di due radiazioni vicine, col metodo adottato dagli A., è uguale, se non superiore, a quella raggiunta dal Rowland nella stessa determinazione.

Si rileva anche che la scala di Rowland non è esatta e l'ordinata della curva dà il numero per cui bisogna dividere la lunghezza d'onda di una radiazione espressa nella scala di Rowland per ottenerla in unità assolute. Il valore di questo rapporto varia nello spettro visibile di 8 milionesimi del suo valore.

Becquerel H. *Su alcune osservazioni fatte coll' uranio a bassissime temperature* (pp. 199-202). — Abbassando la temperatura mediante aria liquida, l'A. ha constatato una diminuzione di azione del raggiamento dell' uranio. Questa diminuzione non è attribuibile, secondo l'A., a una diminuzione nel raggiamento di quel metallo dovuta al raffreddamento, ma al fatto che l'aria fredda densissima che circonda il metallo assorbe i raggi molto assorbibili, che sono i più attivi per ionizzare l'aria.

L'A. inoltre ha ripetuto una esperienza segnalatagli dal Dewar, dalla quale risulta che un cristallo di nitrato di uranio posto nell' aria liquida diventa luminoso durante il tempo del suo raffreddamento, cessa di esserlo quando ha raggiunto la temperatura del liquido e risplende di nuovo riscaldandosi. Lo stesso cristallo splende ancora di nuovo, quando si toglie dal liquido, finchè non ha raggiunto la temperatura dell' ambiente, e l'esperienza può ripetersi più volte collo stesso cristallo finchè esso non tarda a disgregarsi in minuti frammenti.

L'A. pensa col Dewar che il fenomeno sia dovuto a un fenomeno elettrico provocato dalla contrazione molecolare.

Bouty E. *Sulla coesione dielettrica dei gas. — Influenza della parete* (pp. 213-215). — Lo studio delle perturbazioni portate dalla parete sulla coesione dielettrica dei gas stabilisce che il fenomeno critico è in se stesso del tutto indipendente dalla sostanza isolante che racchiude il gas, e che essa non agisce che indirettamente modificando, in modo più o meno irregolare, il campo che si stabilisce in seno della massa gassosa.

Meslin G. *Reticoli ottenuti colla fotografia di frangie rigorosamente acromatiche* (pp. 215-217). — L'A. descrive il metodo da lui tenuto per ottenere dei reticoli, fotografando le frangie

d' interferenza da lui già studiate [1]) sotto il nome di *frangie rigorosamente acromatiche.*

Queste frangie si producono nella regione anteriore a un reticolo, allorchè esso è rischiarato dall' altro lato dalla luce proveniente da una fenditura stretta, parallela ai tratti del reticolo, e tutto lo spazio dove esse si producono, può dividersi in due regioni: la regione più lontana, nella quale esse sono identiche fra loro per conseguenza dell' azione identica di due linee consecutive del reticolo, e quella più prossima, dove le frangie presentano colorazioni alternate dovute alla differenza di azione di due tratti consecutivi. Indicando con s il periodo del primo reticolo, con d e d' le rispettive distanze della fenditura dal reticolo e dalla lastra, il periodo del nuovo reticolo è dato da $\frac{1}{2}\, s\, \frac{d'}{d}$ nella prima regione, e da $s\, \frac{d'}{d}$ nella seconda.

SEMENOV J. *Sulla natura dei raggi X* (pp. 217-219). — Studiando l' emissione delle diverse parti di un tubo bianodico ad anticatodo di platino l'A. ha constatato che:

1° L' anticatodo emette i raggi dalle sue due facce (anteriore e posteriore) e della stessa specie, ma l' intensità dei raggi anteriori è superiore a quella dèi raggi posteriori.

2° L' anticatodo non emette raggi se non quando ha una carica elettrica. Collegato metallicamente al suolo, non genera raggi.

3° I raggi provenienti direttamente dal catodo hanno una intensità molto inferiore a quella dei raggi anticatodici posteriori e sono, sotto questo rapporto, confrontabili ai raggi emessi dalle pareti del tubo.

L'A. ha studiato quindi la produzione unipolare dei raggi X, e le conclusioni a cui è giunto sono che i raggi X rappresentano le direzioni di trasmissione, intermediario l' etere, delle vibrazioni elettriche. Queste vibrazioni si trasmettono a tutti i corpi che esse incontrano sul loro cammino. Allorchè questi corpi sono carichi di elettricità, e sono protetti contro la scarica per convezione, essi perdono la loro carica per *raggiamento.*

CURIE P. e DEBIERNE A. *Sulla radioattività dei sali di radio* (pp. 276-279). — Gli A. indicano in questa Nota diversi processi coi quali può essere resa radioattiva l' acqua distillata, e le proprietà che essa possiede relative alla durata e alla intensità della sua radioattività.

1) C. R., t. 117, p. 225, 339, 482.

Decombe L. *Sulla continuità degli spettri dovuti ai solidi e ai liquidi incandescenti* (pp. 282-284). — L'A. in questa Nota si propone di dare una interpetrazione semplice della continuità che presentano gli spettri forniti dai solidi e dai liquidi incandescenti, continuità che, per la constituzione stessa che si attribuisce alla molecola, non può essere che apparente.

L'A. osserva che i periodi delle diverse radiazioni emesse da una molecola data, dipendono essenzialmente dall'azione delle molecole circostanti, comprese nella sfera di raggio ρ di attività molecolare. Le molecole, quindi, profonde della massa incandescente, supposta omogenea, emettono spettri identici fra loro e analoghi agli spettri di righe brillanti dati dai vapori; le diverse regioni invece dello strato superficiale emettono radiazioni tanto più diverse dalle radiazioni emesse dalle molecole profonde, quanto più la regione considerata è prossima alla superficie libera.

Ammettendo quindi che la distribuzione molecolare non sia sottoposta a una orientazione particolare, nello strato superficiale vi sarà in generale un numero grandissimo di molecole situate a distanze diverse dalla superficie libera. Queste molecole, secondo l'A., daranno luogo a una serie di righe brillanti, che differiscono progressivamente le une dalle altre e la cui sovrapposizione costituirà uno spettro totale apparentemente continuo.

Questa interpetrazione conduce a una valutazione approssimata dell' intervallo molecolare nei solidi e nei liquidi, il cui limite inferiore l'A. calcola a:

$$\frac{0^{\mu},05}{1500} = \frac{1}{30000} \text{ di micron,}$$

limite che concorda assai bene con quello assegnato da Lippmann e dal Thomson al diametro delle molecole.

L'A. infine osserva che la discontinuità dello spettro dei gas e dei vapori, nei quali manca lo strato superficiale, può considerarsi come conferma del suo modo di vedere.

Gouy. *Sull' azione elettrocapillare delle molecole non dissociate in ioni* (pp. 284-287).

Massol e Maldès. *Sulla solubilità dei miscugli di solfato di rame e di solfato di soda* (pp. 287-289). — Rüdorff [1]) in un interessante lavoro sulla solubilità dei miscugli di due sali contenenti un elemento comune (acido o base) e senza azione chimica fra loro, ha mostrato che si potevano presentare due casi:

1) Pogg. Ann., t. 148, p. 455 e J. de Phys., t. 2, p. 366.

1° La dissoluzione ottenuta non presenta una composizione costante; questa composizione varia secondo le proporzioni dei due sali impiegati per la sua preparazione, benchè entrambi rimangano in eccesso;

2° La dissoluzione ottenuta presenta una composizione invariabile, qualunque siano le proporzioni relative dei due sali impiegati, essendo d'altra parte entrambi in eccesso rispetto all'acqua. Queste dissoluzioni presentano dunque un certo stato di equilibrio.

Fra i miscugli che rientrano in questa categoria, Rüdorff ha citato quello di solfato di rame e di solfato di soda, che dà a 15° C. una dissoluzione contenente per 100 parti di acqua, 20,7 di solfato di rame e 15,9 di solfato di soda.

Gli A. si sono proposti di ricercare se questo stato di equilibrio si mantiene a temperature diverse, e hanno trovato che le dissoluzioni di que' due sali (i sali essendo in eccesso) presentano una composizione invariabile a temperature poco elevate, come ha trovato Rüdorff: ma quando la temperatura è sufficiente perchè possa aver principio la modificazione solfato di soda anidra (da 23° a 32° secondo il miscuglio) la composizione della dissoluzione varia colle proporzioni relative dei due sali messi in presenza.

Gravaris G. *Su una relazione probabile fra l' angolo caratteristico della deformazione dei metalli e il coefficiente newtoniano di restituzione* (pp. 329-330). — Le esperienze di Hartmann hanno mostrato che le deformazioni dei metalli e, in generale, dei corpi poco porosi, si manifestano sempre secondo linee facenti colla direzione dello sforzo un angolo inferiore a 90° e caratteristico del corpo. L'A. confrontando i valori trovati per quest' angolo con quelli della costante e di Newton, relativa all' urto di due corpi che non abbiano subito una deformazione permanente, costante caratteristica della elasticità di questi corpi e chiamata da Thomson *coefficiente di restituzione*, ha dedotto che essi sono legati, all' infuori di piccole differenze, dalla relazione:

$$e = \frac{2\alpha}{\pi}.$$

L'A. ha verificato questa formola per il vetro, e dimostra come essa non è in disaccordo colle proprietà conosciute della materia.

L'A. osserva anche che sembra probabile che ciascuna delle vibrazioni, longitudinale e transversale, di una molecola faccia

nascere in corpi imperfettamente elastici e nel periodo di movimenti reversibili, due specie di onde: le une longitudinali, le altre trasversali. Sarebbero queste, le prime nel caso dell'estensione, le seconde nel caso della compressione, quelle che si tracciano sulla superficie del corpo, in conseguenza degli scorrimenti che si producono tra le molecole che lo costituiscono, e al di là del suo limite elastico.

KOENIG G. *Studio critico sulla teoria generale dei meccanismi* (pp. 330-332). — Dopo avere osservato che il numero sempre crescente delle combinazioni meccaniche e la loro sempre maggiore complicazione rende indispensabile la coordinazione dei risultati già acquisiti, l'A. critica quanto a questo riguardo hanno fatto Monge, Willis e gli altri che si sono occupati dell'argomento. Osserva che due idee hanno troppo pesato sull'opera dei primi cinematici. La prima è che la teoria dei meccanismi dovesse rivestire la forma di una classificazione. La seconda è l'errore che, da Monge in poi, consiste a non vedere in un meccanismo che un mezzo di trasformare il movimento.

All'A. sembra che il classificare organismi così complessi quali sono e possono divenire i meccanismi, avrebbe dovuto apparire chimerico *a priori*. Che quindi converrebbe piuttosto porre ordine e coordinazione nelle idee generali che presiedono alla loro costituzione, come ha avuto l'idea di fare Reuleaux, la cui opera l'A. pensa di analizzare in una seconda Nota.

JOHNSON K. R. *Sulla scarica disruttiva negli elettroliti* (pp. 332-333). — In una Nota pubblicata nei *C. R.* t. 132, p. 915, 1901, i sigg. Broca e Turchini dopo avere riferito i risultati delle loro esperienze sulle scariche disruttive negli elettroliti, hanno concluso che l'elettrolito si comporta press'a poco come un dielettrico.

Dopo avere rilevato che a una simile conclusione egli era arrivato in un precedente suo lavoro pubblicato negli *Ann. de Phys.* il 24 febbraio 1901, l'A. aggiunge un'osservazione, alla quale attribuisce qualche importanza, come contraria alla spiegazione ordinaria dei fenomeni elettrolitici di una bobina d'induzione.

Nelle sue esperienze l'A., impiegando una bobina d'induzione, ha osservato che lo sviluppo dei gas, idrogeno e ossigeno, proviene soltanto dalla corrente indotta alla rottura, ma che alla chiusura la corrente indotta non esercita alcuna azione elettrolitica visibile. Secondo l'A. quindi, gli effetti elettrolitici provengono dalle oscillazioni da cui la corrente indotta è accompa-

gnata, ma non da un'azione alternativa delle due correnti indotte.

L'A. quindi osserva che, qualunque sia la disposizione tenuta da Broca e Turchini, la differenza dei risultati deve attribuirsi alla frequenza effettiva, e bisognerebbe ricercare se la lunghezza d'onda calcolata da essi corrisponde alla frequenza effettiva, o se gli effetti provengono dalle oscillazioni, che accompagnano la corrente indotta alla rottura.

METZ (DE) G. *Capacità elettrica del corpo umano* (pp. 333-335). — Dalle sue ricerche per determinare la capacità del corpo umano l'A. conclude che:

1° Il corpo umano si carica tutto come un conduttore metallico;

2° La sua capacità elettrica resta costante, quando si varia il voltaggio applicato, da 100 a 1000 volts;

3° Essa è esattamente uguale alla capacità elettrica di un conduttore metallico, della stessa forma e delle stesse dimensioni, e sembra essere in rapporto diretto colla taglia e il volume della persona;

4° Il suo valore assoluto cambia colle circostanze e colla posizione.

Esso raggiunge il suo valore normale, allorchè la persona è bene isolata, in mezzo a un grande ambiente, lontana da superfici conduttrici. Quando l'individuo si trova circondato da superfici metalliche la capacità aumenta molto sensibilmente.

Dall'insieme delle sue ricerche l'A. deduce per questa capacità il valore medio di 10 cm., ossia di 0,00011 di un microfarad., valore molto inferiore a quelli assegnatile da Bordier e da Dubois.

BEAULARD F. *Sulla differenza di potenziale e lo smorzamento della scintilla elettrica a carattere oscillatorio* (pp. 336-338). — In vista delle ricerche intraprese sulla dispersione elettrica col metodo di Graetz, l'A. ha studiato la differenza di potenziale agli estremi di un micrometro, fra le cui sfere scoccava una scintilla avente il carattere oscillatorio.

La disposizione utilizzata a questo scopo era la seguente: dagli estremi di una bobina d'induzione partivano due fili A e B paralleli, di alcuni metri di lunghezza, le cui estremità libere mettevano rispettivamente capo ai due piatti di un condensatore, mentre un micrometro a scintilla munito di verniero, piazzato in derivazione sui due fili, permetteva di misurare la distanza esplosiva della scintilla. Un tubo a vuoto, disposto perpendicolarmente

alla direzione dei fili, e mobile parallelamente a se stesso, permetteva di constatare l'esistenza di un campo elettrostatico alternativo, per lunghezze di scintille variabili da 0,1 cm. a 1 cm.

La misura della differenza di potenziale era fatta mediante un elettrometro assoluto, analogo a quello utilizzato altre volte da Baile.

In una tavola sono riportati dall'A. i valori delle differenze v di potenziale dedotti dall'applicazione della formola classica dell'elettrometro: quelli delle differenze v' di potenziale corrispondenti, secondo i lavori di Bichat e Blondlot, alla stessa distanza esplosiva, per scintille variabili fra 0cm,1 e 1 cm.

Dai risultati ottenuti si rileva che v, per corte scintille, è poco diverso da v': la differenza in seguito aumenta, passa per un massimo, per diminuire di nuovo, e v tende verso v' per lunghezze di scintille di circa 14 mm. L'A. pensa di spiegare facilmente questo risultato collo smorzamento più o meno rapido dell'eccitatore messo in funzione.

Relativamente a questo smorzamento, l'A. ha trovato che esso, notevolissimo per una scintilla di 1 mm., diminuisce, passa per un minimo per una distanza esplosiva di 6 mm., per aumentare in seguito e riprendere, in prossimità di 10 mm., il valore che corrisponde a una scintilla di 1 mm. L'A. spiega ciò nel modo seguente: per una scintilla corta vi è notevole smorzamento a causa dell'alta temperatura della scintilla: allorchè la lunghezza della scintilla cresce, la temperatura si abbassa, ma per scintille crescenti, l'energia assorbita dal lavoro meccanico della scintilla cresce, e lo smorzamento, dopo essere diminuito, non tarda a tornare considerevole.

In definitiva l'A. conclude che il sistema dei fili A e B, del condensatore terminale e del micrometro a scintilla, costituisce un'eccitatore a vibrazione pendolare più o meno smorzata, secondo la distanza esplosiva della scintilla, cioè secondo la temperatura di essa e l'energia meccanica corrispondente al lavoro da essa compiuto.

NORDMANN C. *Sulla trasmissione delle onde ersiane attraverso i liquidi conduttori* (pp. 339-341). — L'A. ha studiato la trasparenza di diversi liquidi conduttori per le oscillazioni elettromagnetiche, ricercando gli spessori massimi di quelli che esse possono traversare.

I liquidi studiati dall'A. da questo punto di vista, sono:

a) Acido solforico diluito, al massimo di conduttibilità.

b) Soluzione satura di cloruro di sodio.

c) Soluzione normale di cloruro di potassio.

d) Soluzione di solfato di magnesio al massimo di conduttibilità.

Indicando con E lo spessore massimo traversato, con $\frac{1}{R}$ la conduttibilità specifica dei liquidi detti, l'A. pubblica i risultati ottenuti nella seguente tabella:

		E	$\frac{1}{R}$
a.	H^2SO^4	5 mm.	0,73
b.	NaCl	18 »	0,21
c.	KCl	32 »	0,098
d.	$MgSO^4$	41 »	0,048

Da questi risultati l'A. conclude che ***le trasparenze dei liquidi studiati per le onde erziane impiegate, variano nello stesso senso delle resistenze, ma crescono meno rapidamente di esse.***

Ponsot A. *Tensione del vapore delle dissoluzioni. Ipotesi di Arrhenius* (pp. 341-344). — Le conclusioni a cui giunge l'A. sono:

1° Se in un dissolvente che non prende parte alla reazione chimica, la sostituzione di un corpo A a un corpo B nel composto BC si produce con sviluppo di calore, la tensione del vapore del dissolvente è più alta quando contiene una massa data di AC che quando contiene una massa equivalente di BC.

2° Ammettendo la legge dei moduli per le soluzioni saline, un radicale che si sostituisce a un altro con sviluppo di calore ha moduli crioscopico, osmotico, tonometrico più piccoli di quelli del primo.

Nella ipotesi di Arrhenius, i moduli dei radicali sono indipendenti dalla loro natura.

Stanoiéwitch M. G.. *Fotometro fisiologico* (pp. 351-352). — Dopo avere rilevato le difficoltà che coi metodi ordinari si incontrano nella misura delle intensità luminose di sorgenti situate, ad es. nelle vie, l'A. osserva che il meglio sarebbe di fare a meno di campioni nelle misure fotometriche; il che può essere ottenuto col fotomètro che l'A. denomina fisiologico, e di cui descrive la disposizione e il modo di funzionare.

Il principio su cui si basa tale apparecchio è che è necessaria una quantità di energia luminosa minima e costante per produrre

l'impressione luminosa sulla retina dell'osservatore, e distinguere nettamente un dettaglio qualunque, come un triangolo o un cerchio, ad es., disegnati su un foglio. L'A. osserva che questa quantità minima varia nei limiti di variazione dell'equazione personale dell'osservatore, ma queste variazioni sono approssimativamente dello stesso ordine di quelle che influiscono in generale nelle misure fotometriche.

GRAVARIS G. *Verificazione della relazione esistente fra l'angolo caratteristico della deformazione dei metalli e il coefficiente di restituzione della loro elasticità* (pp. 364-366). — L'A. svolge le considerazioni per mezzo delle quali ha cercato di verificare la conclusione a cui è arrivato nella sua Nota precedente, e secondo la quale l'azione di una forza di estensione o di compressione farebbe nascere, in corpi imperfettamente elastici, due onde longitudinali, non sovrapponibili, e due altre trasversali, pure distinte.

VAILLANT G. *Sul colore degli ioni* (pp. 366-368). — L'A. operando sui permanganati di K, Ba e Zn ha eseguito misure allo spettro-fotometro Gouy allo scopo di verificare le tre proposizioni seguenti dedotte dalla teoria degli ioni, applicata alla colorazione delle soluzioni:

1° In soluzioni completamente dissociate, non contenenti che un iono colorato, la colorazione è indipendente dalla natura dell'altro iono.

2° Se, al contrario, la ionizzazione è incompleta, la colorazione varia colla concentrazione e colla natura dell'iono non colorato.

3° La colorazione di una soluzione di concentrazione qualunque deve, nel caso il più ordinario, collegarsi al suo grado di dissociazione da una formula a due moduli, e due solamente, caratterizzanti l'uno la molecola completa, l'altro la molecola dissociata.

STANOIÈWITCH G. M. *Metodo elettrosonoro per combattere la grandine* (pp. 373-374). — Il difetto principale che, secondo l'A., presenta il metodo dei tiri dei cannoni grandinifughi consiste nel fatto che l'altezza del proiettile, nei casi più favorevoli, non sorpassando i 400 m., i tiri riescono inefficaci quando le nubi grandinifere sono, come accade nei temporali più violenti, a un'altezza maggiore.

L'A. quindi crede preferibile un metodo che permetta di piazzare la sorgente che produce le perturbazioni in seno alle nubi stesse, o in prossimità di esse. Per questo bisognerebbe, se-

condo l'A., attaccare, sia a un cervo volante sia a un pallone frenato, una forte soneria o sirena elettrica, che potesse produrre nelle nubi stesse vibrazioni aeree molto più forti di quelle prodotte in esse dai tori.

Koenigs G. *Sui principi generali dei meccanismi* (pp. 385-387). — Dopo avere analizzato l'opera del Reuleaux, l'A. osserva come mentre egli ha saputo sottrarsi alla preoccupazione dei suoi predecessori, di istituire *a priori* una classificazione generale, non ha voluto poi liberarsi dal pregiudizio che consiste nel non vedere in un meccanismo che un mezzo di trasformare o di produrre un movimento. In realtà, nota l'A., un meccanismo non realizza altra cosa se non un certo stato di legami tra corpi resistenti, e il movimento che gli è o no richiesto dipende dalle forze applicate. La teoria dei meccanismi è lo studio dei collegamenti nelle macchine.

Guye C. E. *Sul valore assoluto del potenziale nelle reti isolate di conduttori presentanti capacità* (pp. 388-390). — La conoscenza del valore *assoluto* del potenziale, in una rete di conduttori perfettamente isolata, offre un interesse particolare. Questa conoscenza infatti permette di rendersi conto dell' isolamento da darsi alle diverse parti della rete relativamente al suolo, ed è pur essa che permette di prevedere i danni di un contatto fortuito con un punto qualunque di una calanizzazione presentante capacità.

In questa Nota l' A. dà di questa quistione una soluzione, per quanto è possibile, generale, e mostra come la distribuzione del potenziale dipende dalla capacità delle diverse parti della rete.

Sarrau E. *Sull' applicazione del principio dell' energia ai fenomeni elettrodinamici ed elettromagnetici* (pp. 402-407).

Corbino O. M. *Sulla constituzione della luce bianca* (pp. 412-414). — A proposito della discussione su questo punto capitale delle teorie dell' ottica, l'A. osserva che se le luci diverse costituenti lo spettro della luce bianca fossero, come pensa Gouy, le componenti sinusoidali e perfettamente regolari di una sola vibrazione complessa di una forma qualunque, sarebbe necessario che esse, riguardandone invariabili l' ampiezza e la fase, potessero interferire: mentre se, come pensa Carvallo, le radiazioni separate dal reticolo fossero indipendenti, tale interferenza non potrebbe avere luogo.

Così posta la quistione, l'A. pensa poterla risolverla ricorrendo a esperienze già note, e specialmente all' osservazione spet-

troscopica dei battimenti in luce bianca, e precisamente alla produzione nota di un sistema di frangie mobili nello spettro cannellato di Fizeau e Foucault.

Dopo avere discusso e interpetrati i risultati di quelle esperienze, l'A. conclude che due radiazioni trovantesi in due punti diversi dello spettro continuo prodotto dalla luce bianca, sono completamente indipendenti, e che non si possono, per conseguenza, considerare come due componenti sinusoidali di una sola vibrazione complessa.

P. Baccei.

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXIII.

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Chistoni Ciro
Faè Giuseppe
Finocchi Eusebio
Garbasso Antonio
Mazzotto Domenico
Puccianti Luigi
Volta Alessandro

EFFETTO DI LUNGHI RINVENIMENTI A VARIE TEMPERATURE SULLE COSTANTI MAGNETICHE DEL FERRO,

pel Prof. DOMENICO MAZZOTTO.

(Memoria letta al Congresso di Bologna della Società Italiana di Fisica il 24 Sett. 1901).

Introduzione.

1. Un gran numero di fenomeni, studiati o scoperti in questi ultimi tempi, hanno dimostrato che i corpi solidi, ben lungi dal presentare nel loro assetto molecolare quella stabilità che era ritenuta, tempo addietro, come una delle loro più fondamentali caratteristiche, vanno soggetti a lente ma continue modificazioni che ne alterano la struttura molecolare e le proprietà. Lo spostamento dello zero dei termometri, l' elasticità susseguente, la formazione di leghe fra metalli a contatto etc. sono altrettanti esempi, ben noti, di modificazioni di tal natura.

Ammessa così nei corpi solidi una certa libertà per cui le molecole possono spostarsi in modo permanente le une rispetto alle altre, è ovvio l' ammettere che tutte le cause che aumentano la mobilità o diminuiscono i legami molecolari agevolino le modificazioni suddette. Fra tali cause potremo annoverare, gli urti, le forti pressioni ed in principal modo gli elevamenti di temperatura.

Fra i varii corpi che possono presentare tali fenomeni, il ferro presenta una importanza tutta speciale, inquantochè ad ogni variazione di struttura molecolare corrisponder deve una variazione nelle sue proprietà magnetiche, intimamente collegate colla sua struttura.

Sono da lungo tempo note le variazioni continue che subisce l' intensità magnetica delle calamite, e molti studi si fecero per costrurre calamite scevre da questo inconveniente; meno studiate furono invece le variazioni che subiscono col tempo le proprietà magnetiche del ferro, variazioni che devono avere importanza non lieve anche nella pratica, essendo

tali proprietà sfruttate in così larga scala negli apparati elettromagnetici industriali.

E fu appunto, sui trasformatori industriali a correnti alternate che fu riconosciuta per la prima volta la notevole influenza che avea sulle costanti magnetiche del ferro, l'azione del tempo.

G. W. Partridge [1]), infatti richiamò l'attenzione sopra il fatto che la permeabilità magnetica del nucleo dei trasformatori diminuiva coll'uso, così che, dopo un certo tempo, occorreva una quantità di energia maggiore per produrre una data magnetizzazione. Il fatto venne confermato dalle osservazioni di molti altri ingegneri elettricisti, i quali lo attribuirono ad una variazione molecolare prodotta da una specie di « fatica magnetica » dipendente dal lungo ripetersi del ciclo di magnetizzazione.

Il Mordey ([2]) studiò subito dopo l'argomento sopra i trasformatori delle officine della Compagnia Brush, e constatò che l'effetto osservato non era per nulla dovuto a cause magnetiche ma esclusivamente a cause termiche, cioè dipendeva dal riscaldamento subìto dai nuclei di ferro mentre erano in funzione. Mantenendo infatti, per molti giorni, dei trasformatori, nuovi, in una stufa a temperatura fra 60° e 75° e ritirandoli di quando in quando per esaminarli, trovò che di volta in volta cresceva il numero di watt necessari a produrre una data induzione, quantunque non fossero sottoposti al processo magnetico che durante il tempo necessario all'esame.

Più tardi il Roget [3]) riprese lo studio del fenomeno determinando, col mezzo dell'isteresimetro di Ewing, l'aumento che subiva l'isteresi di una massa di ferro sottoponendola a lunghi riscaldamenti a temperature costanti, comprese fra 50° e 700°, e trovò che il detto aumento è sensibilmente nullo per queste temperature estreme, e cresce a partire da queste verso un maximum che ha luogo per riscaldamenti verso 180°.

In questi esperimenti gli effetti del riscaldamento sulle costanti magnetiche furono determinati, per dir così, in blocco,

1) G. W. Partridge " Electrician „ 7 dicembre 1894.
2) W. M. Mordey. Proceed. of. the Royal Soc. di Londra. Vol. 57, p. 224, 1895.
3) S. R. Roget. Proceed. Roy. Soc. Londra. Vol. 63, pag. 396 e vol. 64, pag. 150, 1898.

inquantochè, tanto l'aumento di energia necessaria a produrre una data induzione, come l'aumento di isteresi, devono dipendere da variazioni concomitanti della permeabilità, del magnetismo residuo e della forza coercitiva.

Parendomi utile studiare le variazioni che subisce separatamente ciascuna di dette costanti, onde giudicare quali di esse abbiano azione preponderante sul fenomeno, eseguii una serie di esperienze colle quali mi proposi:

I. Di determinare quali siano le variazioni che subisce la suscettività la rimanenza e la forza coercitiva del ferro ricotto, mantenendolo per molto tempo a temperature elevate e costanti (100° — 180° — 360°).

II. Di riconoscere se le dette variazioni siano o no egualmente sensibili in tutta l'estensione della curva di magnetizzazione:

III. Di riconoscere se le modificazioni subìte dal ferro in seguito a lunga permanenza (rinvenimento) ad una data temperatura lo rendessero o no immune dal subire variazioni analoghe a temperature più alte o più basse.

IV. Di riconoscere il comportamento di diverse qualità di ferro rispetto ai detti fenomeni.

Contemporaneamente alle precedenti intrapresi altre serie di esperienze sulle variazioni delle costanti magnetiche nel ferro mantenuto alla temperatura ordinaria, ma, per la lentezza colla quale queste variazioni avvengono, i risultati non possono ancora ritenersi definitivi e mi riserbo a fornirli in una pubblicazione posteriore.

Metodo ed apparecchi.

2. Il metodo seguìto nelle misure fu il metodo magnetometrico, applicato giusta le norme indicate nel trattato dell' Ewing [1]); è quindi superfluo che entri, in proposito, in minuti dettagli.

1) J. A. Ewing. Magnetische Induktion in Eisen und verwandten Metallen. Deutsche Ausgabe 1892, IIes capitel.

Il rocchetto magnetizzante era verticale lungo 75 cm. e fissato ad una distanza di 32 cm. ad est dell' ago del magnetometro. La spirale magnetizzante, avvolta su vetro, era composta di due strati comprendenti complessivamente 22,1 giri per centimetro. La intensità della corrente veniva misurata con una bussola delle tangenti, a riflessione, ben lontana dal magnetometro; la costante, di questo, determinata coll' elettrolisi dell' acqua, era di 4,30 milliampère per millimetro della scala; questa era collocata a 125 cm. di distanza dal centro della bussola, per cui la forza magnetizzante corrispondente allo spostamento corretto, N, della scala era:

$$H = 0,1191 \ N. \tag{1}$$

Il magnetometro avea un equipaggio mobile assai leggero, sospeso ad un filo di seta, e consistente di un ago magnetizzato di circa un centimetro di lunghezza applicato ad un nastrino d' alluminio verticale che portava: superiormente uno specchietto piano ed inferiormente un filo d' alluminio orizzontale immerso nell' olio di vaselina che serviva di ottimo ammorzatore rendendo l' ago assolutamente aperiodico.

L' ago era collocato nel campo magnetico terrestre rafforzato da una calamita arcuata fissa a circa 15 cm. al di sotto dell' ago; l' intensità del campo risultante, misurata col metodo delle oscillazioni, era: $F_1 = 1,646$ C. G. S. Le letture si facevano col mezzo di una scala divisa in doppi millimetri e distante 963 millimetri dall' ago.

Le aste da studiare aveano la lunghezza comune di 59 cm. e diametri da 6 a 7 mm. Si collocavano entro la spirale magnetizzante in modo che questa sporgesse ugualmente (di circa 8 cm.) dalle due parti. Con esperienze preliminari si constatò che i poli magnetici delle stesse si formavano a circa 2 centimetri di distanza dalle estremità, perciò la spirale magnetizzante si fissava a tale altezza che la estremità inferiore della sbarra si trovasse a 2 centimetri sotto il piano orizzontale passante per l' ago. In tal modo il polo inferiore della sbarra si trovava nel piano orizzontale dell' ago ed il superiore 55 cm. più in alto.

I valori da introdursi nella formula dell' Ewing [1])

$$I = \frac{4\,\widehat{OQ}^2\,F_1\,\mathrm{tg}\,\Theta}{\pi\,d^2\left(1-\frac{OQ}{OQ'}\right)^3}$$

per calcolare la intensità della magnetizzazione I, erano perciò i seguenti:

$$OQ = 32{,}1 \qquad OQ' = 63{,}7 \qquad F_1 = 1{,}646 \qquad \mathrm{tg}\,\Theta = \frac{\Delta}{963}$$

così che il valore di I corrispondente ad una deviazione corretta, Δ, della scala era dato dalla:

$$I = \frac{2{,}572}{d^2}\,\Delta = K\,\Delta \tag{2}$$

in cui d rappresenta il diametro della sbarra.

L' effetto della spirale magnetizzante sull' ago veniva neutralizzato da una spirale compensante collocata ad opportuna distanza dall' ago e percorsa dalla corrente magnetizzatrice e, finalmente, l' effetto della induzione terrestre veniva neutralizzato da una corrente indipendente che percorreva una spirale supplementare avvolta attorno alla spirale magnetizzante.

Procedimento nelle determinazioni.

3. Per procedere ad una determinazione si collocava la sbarra da studiare entro il rocchetto magnetizzante e la si sottoponeva al processo di scalamitazione col far passare pel rocchetto una serie di correnti alternate di intensità decrescente fino a zero, e replicando l' operazione, modificando di volta in volta l' intensità della corrente compensatrice del campo terrestre, fino a che l' ago del magnetometro ritornasse al punto che segnava quando il rocchetto magnetizzante era vuoto.

Ottenuta la scalamitazione, si lasciava inalterata la corrente compensante e si faceva percorrere alla sbarra un mezzo ciclo di magnetizzazione sottoponendola all' azione del campo

1) Ewing, l. c. pag. 40.

magnetizzante, prima crescente per piccoli gradi da circa $H = 0,15$ ad $H = 40$ unità, poi decrescente fino ad $H = 0$ e finalmente col campo invertito fino a ridurre a zero la deviazione del magnetometro. Di volta in volta si notavano le deviazioni del magnetometro e della bussola.

Calcolati col mezzo delle formule (1) e (2) i valori di I ed H corrispondenti alle osservazioni suddette, costruiva le curve di magnetizzazione $I = f(H)$ e deduceva da queste i valori di I corrispondenti ai valori fissi di H che figurano nella prima colonna delle tabelle dei risultati.

Avendo le esperienze preliminari indicato che le maggiori variazioni nella suscettività avvenivano nelle parti inferiori della curva ascendente di magnetizzazione, volli esaminare se ciò avvenisse anche pel magnetismo residuo; perciò, oltre alla determinazione del magnetismo residuo corrispondente alla intensità magnetica massima raggiunta, che risulta direttamente dalle determinazioni sopraddette quando si rende $H = 0$, determinai quello corrispondente ad un campo di poco inferiore alle 5 unità interrompendo per pochi istanti la corrente durante il periodo di intensità crescente. E perchè i valori del magnetismo residuo così ottenuti fossero paragonabili, si avea cura di annullare il campo quando fosse raggiunto lo stesso valore d' intensità magnetica in tutte le determinazioni fatte colla stessa sbarra, il che si otteneva regolando, verso la fine, la corrente con un reocordo.

Collo stesso mezzo si regolava la corrente magnetizzante alla fine del ramo d' intensità crescente affinchè l' intensità magnetica massima raggiunta fosse la stessa in tutte le esperienze colla stessa sbarra.

Esperienze eseguite.

4. Feci le esperienze sopra tre qualità di ferro:

Ferro Best . . .	$d = 0,698$ cm.	$K = 5,28$
» svedese . .	$d = 0,620$ »	$K = 6,69$
Acciaio da trivelle.	$d = 0,595$ »	$K = 7,26$

Ecco alcuni dati magnetici relativi ai tre campioni allo stato di ricottura.

	Best	Svedese	Acciaio
Suscettività nel campo H = 0,25	30,4	25,6	16,0
Suscettività nel campo H = 40	27,7	27,7	25,4
Suscettività massima	81,8	85,0	56,3
Intensità massima di magnetizzazione raggiunta	1110	1108	1015
Magnetismo residuo	108	227	450
Forza coercitiva	—1,07	—1,82	—4,44

Si vede che i tre campioni presentano pressochè la stessa suscettività media nel campo di 40 unità ma che nei campi deboli la suscettività diminuisce secondo l'ordine Best, svedese, acciaio e che secondo lo stesso ordine crescono il magnetismo residuo e la forza coercitiva.

Le determinazioni del ciclo di magnetizzazione si fecero dapprima sui campioni allo stato naturale di provenienza (determinazioni non riportate nelle tabelle) e si ripeterono sui campioni ricotti per oltre un' ora al rosso vivo.

Si sottoposero poi i tre campioni, sempre uniti, al rinvenimento a 100° entro un largo tubo verticale di ferro contenente dell' acqua in continua ebullizione. Di quando in quando i campioni venivano tolti e raffreddati per fare su di essi una nuova determinazione del ciclo di magnetizzazione.

In complesso la durata del rinvenimento a 100° fu di 519 ore in dodici riprese (Tabelle I, II e III).

I campioni furono poi sottoposti ad un nuovo ricuocimento che li condusse perfettamente allo stato che aveano dopo la prima ricottura ed in seguito si fecero rinvenire nell' anilina bollente (180°) per 420 ore in otto riprese, dopo ciascuna delle quali veniva determinato il ciclo di magnetizzazione (Tabelle IV, V, VI).

In seguito i campioni furono sottoposti, *senza ricuocerli*, ad un rinvenimento di 100 ore a 100° in 5 riprese e poi ad uno di 24 ore a 180° (Tab. X) per riconoscere se lo stato di stabilità acquistato col rinvenimento a 180° li rendesse immuni dal subire variazioni a temperature differenti.

Finalmente, ricondotti che furono alle condizioni normali mediante nuova ricottura al calore rosso, si sottoposero, nel mercurio bollente, al ricuocimento a 360° che durò 190 ore, in sette riprese, ciascuna delle quali seguìta da una determinazione del ciclo (Tabelle VII, VIII, IX).

Nel ricuocimento a 360° le sbarre erano immerse direttamente nel liquido bollente, nei rinvenimenti a 100° ed a 180° erano contenute entro un tubo di ferro ripieno di mercurio e così preservate dal contatto col liquido bollente che avrebbe potuto alterarle.

Le ricotture si facevano entro una cassetta di ferro ripiena di piombo nel quale le sbarre erano completamente immerse per sottrarle al contatto dell' aria.

Tutte le determinazioni si facevano sulle sbarre raffreddate per almeno 12 ore nell' aria, ma, tenuto conto che le variazioni colla temperatura delle costanti magnetiche quì studiate sono pressochè insensibili per temperature non troppo elevate, si può ritenere che i risultati ben poco differiscano da quelli che avrebbero fornito i campioni a caldo.

Risultati sperimentali.

5. Nelle Tabelle dei risultati (I-IX) figurano i valori assoluti di I e della suscettività I:H solo per le sbarre ricotte, (colonna 2ª e 3ª) e per le sbarre alla fine del rinvenimento (ultima colonna). Per le sbarre negli stadi intermedi del rinvenimento sono dati i valori relativi percentuali che si ottengono indicando con 100 il valore di I od I : H che, per la corrispondente intensità del campo, presentavano le sbarre ricotte. Resta così facilitato il riconoscere e confrontare l' entità delle variazioni che subiscono le costanti magnetiche nei successivi stadi del rinvenimento.

Dai detti valori relativi si potrà sempre calcolare i valori assoluti dai quali furono dedotti, moltiplicandoli pel rispettivo valore assoluto di I od I : H dato per le sbarre ricotte, e dai valori assoluti si potrà anche risalire a conoscere le deviazioni corrispondenti degli strumenti di misura. Cioè, le deviazioni

della bussola si avranno dividendo i valori di H pel coefficiente costante 0,1191 [Vedi formula (1)] e le deviazioni del magnetometro, dividendo i valori assoluti di I pel valore di K segnato in testa alle singole tabelle [Vedi formula (2)].

Discussione dei risultati.

Rinvenimento a 100°.

6. *Suscettività.* — Dalle tabelle I, II e III risulta chiaramente che l'effetto del prolungato rinvenimento è una diminuzione della suscettività magnetica; questa diminuzione è molto forte nei campi deboli e va man mano attenuandosi coll'aumentare della intensità del campo ma è ancora molto sensibile nei campi cui corrisponde il massimo di suscettività. In seguito va gradatamente diminuendo e nel massimo campo raggiunto di 40 C. G. S., detta diminuzione è quasi insensibile.

La suscettività nei campi deboli si ridusse al 20 % del valore iniziale nel ferro Best, al 30 % nel ferro svedese ed al 70 % nell'acciaio. Nell'acciaio la massima diminuzione di suscettività non si ebbe nei campi più deboli, ma in un campo di intensità $H = 3$ circa.

Ramo discendente. — Nel ramo discendente delle curve di magnetizzazione l'effetto del rinvenimento è di senso opposto a quello del ramo ascendente, si ha perciò, a parità di campo, una intensità magnetica maggiore nel metallo rinvenuto che nel metallo ricotto. Finchè il campo si mantiene elevato le differenze sono assai piccole, minori ancora di quanto lo erano nei campi corrispondenti del ramo ascendente, ma aumentano rapidamente nei campi induttivi deboli, così che la influenza del rinvenimento si risente più specialmente sul magnetismo residuo e sulla forza coercitiva.

Tabella I.

Rinvenimenti a 100°.

Ferro Best K = 5,28

H	Valori assoluti pel ferro ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I : H												Valori finali assol.
			Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 100° per ore:											
	I	I : H		3	9	20	46	88	127	199	271	353	435	519	I : H
	Ramo di intensità crescente.														
0,25	7,6	30,4	100	56	42	26	25	20	26	26	26	26	23	23	7,3
0,50	17,8	35,6	100	60	42	25	25	18	22	22	22	22	22	22	7,8
1,00	43,1	43,1	100	72	46	26	23	20	21	21	21	23	21	21	9,5
1,50	80,0	53,3	100	80	53	29	24	23	23	23	23	23	21	21	11,7
2,0	121	60,5	100	83	59	33	26	26	26	26	26	26	25	25	15,1
3,0	216	72,0	100	89	69	44	36	35	35	32	32	32	29	31	21,6
4,0	311	77,8	100	91	76	53	45	43	43	41	41	41	39	40	31,1
5,0	406	81,2	100	93	80	61	53	50	49	47	47	48	46	47	37,3
0,0	**68,6**	**M. Res.**	**100**	**136**	**197**	**263**	**291**	**292**	—	—	—	—	—	—	—
6,0	491	81,8	100	94	83	68	61	58	58	58	60	58	58	58	47,4
8,0	641	80,1	100	97	88	76	70	68	69	67	68	68	69	68	54,5
10,0	752	75,2	100	97	90	81	77	76	76	75	76	76	75	76	57,1
12,0	850	70,8	100	97	91	85	82	82	83	83	82	83	82	82	58,1
15,0	909	60,6	100	99	96	92	88	87	87	87	87	88	86	87	52,7
20,0	992	49,6	100	100	98	96	95	94	94	95	96	95	95	94	46,6
25,0	1030	41,2	100	100	99	97	96	96	97	98	97	97	97	96	39,6
30,0	1061	35,4	100	101	100	99	99	98	99	96	96	96	96	96	34,0
35,0	1085	31,0	100	100	100	100	99	99	97	97	97	97	97	97	30,1
40,0	1110	27,7	100	101	100	100	99	99	98	98	98	98	98	98	27,1
	Ramo di intensità decrescente.														
40,0	1110	.....	100	100	100	99	99	99	—	—	—	—	—	—	—
9,0	870	.....	100	101	102	103	102	102	—	—	—	—	—	—	—
5,0	650	.....	100	102	108	113	114	114	—	—	—	—	—	—	—
0,0	**108**	**M. Res.**	**100**	**127**	**181**	**256**	**287**	**294**	**296**	**296**	**296**	**296**	**291**	**295**	—
—1,07	**0**	**F. Coerc.**	**100**	**131**	**187**	**268**	**307**	**332**	—	—	—	—	—	—	—

Tabella II.

Rinvenimenti a 100°.

Ferro Svedese K = 6,69.

H	Valori assol. pel ferro ricotto: I	Valori assol. pel ferro ricotto: I : H	VALORI PERCENTUALI di I ed I : H: Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 100° per ore: 3	9	20	46	88	127	199	271	353	435	519	Valori finali assol. I : H
Ramo di intensità crescente.															
0,25	6,4	25,6	100	64	69	36	19	30	31	31	35	31	31	31	7,9
0,50	14,2	28,4	100	85	75	35	29	30	32	32	35	32	32	32	9,1
1,00	32,2	32,2	100	94	82	53	39	37	34	31	34	28	31	28	9,7
1,50	61,0	40,7	100	95	85	61	44	39	34	34	37	34	34	34	13,8
3,0	100	50,0	100	94	87	64	47	42	40	40	38	36	36	36	18,0
2,0	198	66.6	100	95	89	70	56	51	51	50	46	47	45	45	30,0
4,0	305	76,2	100	96	89	76	65	60	60	58	56	55	55	55	41,9
5,0	411	82,2	100	98	93	80	71	67	67	66	66	65	63	65	52,6
0,0	**144**	M. Res.	**100**	**104**	**117**	**138**	**157**	**162**	—	—	—	—	—	—	—
6,0	510	85,0	100	97	94	83	75	72	74	73	72	71	72	72	61,2
8,0	670	83,8	100	98	96	90	82	80	80	79	79	80	80	80	67,0
10,0	788	78,8	100	97	96	91	87	85	86	87	85	84	85	85	67,0
12,0	863	71,9	100	97	97	94	92	91	91	90	92	91	90	91	65,4
15,0	933	62,2	100	100	99	98	96	94	94	95	94	94	95	94	58,4
20,0	999	50,0	100	100	98	98	97	96	97	96	96	97	97	96	48,0
25,0	1030	41,2	100	100	99	99	98	97	98	97	96	97	96	97	40,0
30,0	1068	35,6	100	99	99	99	99	98	97	96	96	97	96	97	34,5
35,0	1088	31,1	100	100	100	100	100	99	98	97	96	98	98	98	30,5
40,0	1108	27,7	100	100	100	100	100	99	98	97	95	98	99	99	27,4
Ramo di intensità decrescente.															
40,0	1108	......	100	100	100	100	100	99	98	97	95	98	99	99	—
9,0	925	......	100	100	101	101	101	100	—	—	—	—	—	—	—
5,0	808	......	100	100	102	102	104	104	—	—	—	—	—	—	—
0,0	**227**	M. Res.	**100**	**105**	**118**	**146**	**167**	**172**	**178**	**178**	**178**	**179**	**180**	**182**	—
-1,82	**0**	F. Coerc.	**100**	**111**	**124**	**152**	**177**	**184**	—	—	—	—	—	—	—

Tabella III.

Rinvenimenti a 100°.

Accciaio da trivelle $K = 7,26$

H	Val. assol. per acciaio ricotto: I	Val. assol. per acciaio ricotto: I:H	VALORI PERCENTUALI di I ed I:H — Acciaio ricotto	Acciaio rinvenuto a 100° per ore: 3	9	20	46	88	127	199	271	353	435	519	Valori finali assol. I:H
Ramo di intensità crescente.															
0,25	4,0	16,0	100	88	95	97	88	82	75	75	75	75	75	75	12,0
0,50	8,4	16,8	100	93	94	109	98	86	83	83	83	77	77	83	13,4
1,00	17,7	17,7	100	94	99	107	97	89	90	90	85	85	85	85	15,0
1,50	32	21,3	100	100	97	100	94	85	81	81	75	75	75	75	16,0
2,0	50	25,0	100	100	98	102	92	82	78	76	72	74	68	68	17,0
3,0	96	32,0	100	98	100	100	93	81	78	71	68	66	63	61	19,8
4,0	147	36,7	100	98	100	100	94	87	83	78	74	69	67	64	24,2
5,0	202	40,4	100	100	102	100	96	90	85	81	78	74	70	71	28,7
0,0	**97**	**M. Res.**	**100**	**105**	**103**	**105**	**106**	**107**	—	—	—	—	—	—	—
6,0	273	45,5	100	99	101	98	96	91	84	80	79	75	71	70	31,7
8,0	417	52,1	100	99	100	98	96	92	87	83	79	73	73	74	38,5
10,0	552	55,2	100	98	98	99	96	94	89	85	84	80	76	77	42,5
12,0	676	56,3	100	97	97	99	98	97	92	88	85	82	79	80	45,2
15,0	780	52,0	100	96	100	101	99	97	94	91	90	88	85	86	44,7
20,0	862	43,1	100	100	100	100	99	99	96	95	95	94	91	92	39,5
25,0	911	36,4	100	100	100	100	100	100	97	96	97	94	95	95	34,7
30,0	960	32,0	100	100	100	100	100	100	98	98	98	99	97	98	31,4
35,0	989	28,3	100	100	100	100	100	99	99	99	98	99	98	99	27,7
40,0	1015	25,4	100	100	100	100	99	97	97	97	95	97	96	98	24,9
Ramo di intensità decrescente.															
40,0	1015	....	100	100	100	100	99	97	97	97	95	97	96	98	—
9,0	870	....	100	99	99	100	99	100	—	—	—	—	—	—	—
5,0	795	....	100	101	100	100	101	100	—	—	—	—	—	—	—
0,0	**450**	**M. Res.**	**100**	**103**	**101**	**102**	**106**	**106**	**103**	**104**	**103**	**110**	**110**	**114**	—
—4,44	**0**	**F. Coe.**	**100**	**105**	**101**	**101**	**101**	**106**	—	—	—	—	—	—	—

Magnetismo residuo. — Il magnetismo residuo aumenta adunque in modo considerevole col rinvenimento e l'aumento ci presenta nelle stesse proporzioni nei campi magnetici di media intensità (5 unità) come nei campi magnetici intensi (40 unità).

Anche sotto questo riguardo le variazioni sono massime nel ferro Best, il cui magnetismo residuo diventa, col rinvenimento, quasi triplo del valore che avea nel ferro ricotto; sono minori, ma ancora assai marcate, nel ferro svedese nel quale diventa quasi doppio e minime nell'acciaio in cui l'aumento è solo di $^1/_{10}$.

Forza coercitiva. — La forza coercitiva, misurata dalla intensità del campo che rende $I = 0$, aumenta sensibilmente nella stessa proporzione in cui aumenta il magnetismo residuo.

Effetto della durata del rinvenimento. — La rapidità colla quale avvengono le dette variazioni è tanto maggiore quanto maggiore dovrà essere la variazione finale. Così il ferro Best, che presenta le massime variazioni, raggiunge il valore limite della suscettività in circa 50 ore; il ferro svedese, che presenta variazioni meno intense, subisce anch'esso la maggior parte delle variazioni nelle prime 50 ore ma poi la variazione continua avvicinandosi asintoticamente al suo valore limite, presentando però leggere variazioni anche dopo 200 ore di rinvenimento; infine le variazioni dell'acciaio, che sono le minime, si producono ancora più lentamente e sono sensibili anche dopo 500 ore di rinvenimento.

Queste ultime relazioni, meglio che dalle tabelle numeriche, si possono riconoscere dalle curve della Tavola VI.

Rinvenimenti a 180° (Tabelle IV, V e VI).

Nelle loro linee generali gli effetti del rinvenimento a 180° sono analoghi a quelli del rinvenimento a 100°; cioè: diminuzioni di suscettività tanto più sensibili quanto meno intenso è il campo; aumenti di magnetismo residuo nelle stesse proporzioni tanto per forze magnetizzanti medie che forti; aumenti di forza coercitiva proporzionali agli aumenti di magnetismo residuo; variazioni decrescenti dal ferro Best allo svedese e da questo all'acciaio.

TABELLA IV.

Rinvenimenti a 180°.

Ferro Best K = 5,28

H	Valori assoluti pel ferro ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed H:I									Valori finali assol.
			Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 180° per ore:								
	I	I : H		1	3	8	50	120	220	320	420	I : H
				Ramo di intensità crescente.								
0,25	7,6	30,4	100	43	28	34	34	63	61	58	55	17,7
0,50	17,9	35,8	100	45	32	40	39	52	55	55	55	19,7
1,00	44,6	44,6	100	47	45	44	49	56	52	53	54	23,6
1,50	81,1	54,0	100	52	54	50	54	54	53	54	54	29,2
2,0	122,0	61,0	100	59	62	57	62	58	56	57	57	34,8
3,0	216,0	72,0	100	70	73	68	73	67	64	64	63	46,1
4,0	312,0	78,0	100	75	79	75	80	74	71	72	73	56,2
5,0	409,0	81,8	100	79	82	79	83	79	78	79	79	64,6
0,0	**73,9**	**M. Resid.**	**100**	**181**	**166**	**186**	**173**	**197**	**190**	**190**	**197**	—
6,0	500	83,3	100	82	86	83	88	84	83	83	83	69,1
8,0	660	82,5	100	85	89	87	91	90	89	89	89	73,4
10,0	768	76,8	100	89	91	91	94	93	92	93	93	71.4
12,0	856	71,3	100	92	95	94	97	94	95	95	95	67,7
15,0	910	60,7	100	97	98	98	100	98	98	98	98	59,5
20,0	991	49,5	100	97	98	98	99	98	98	97	97	48,5
25,0	1026	41,0	100	99	99	99	100	99	99	98	98	40,2
30,0	1064	35,5	100	98	99	99	99	98	98	98	98	34,8
35,0	1085	31,0	100	100	100	100	100	98	98	98	98	30,4
40,0	1098	27,4	100	101	100	100	100	99	99	99	99	27,1
				Ramo di intensità decrescente.								
40,0	1098	....	100	101	100	100	100	99	99	98	99	—
9,0	882	....	100	100	100	101	103	102	102	102	101	—
5.0	655	....	100	107	107	109	110	116	116	116	116	—
0,0	**110**	**M. Res.**	**100**	**167**	**158**	**174**	**162**	**192**	**197**	**198**	**195**	—
—1,20	**0,0**	**F. Coerc.**	**100**	**167**	**146**	**170**	**154**	**175**	**183**	**182**	**178**	—

Tabella V.

Rinvenimenti a 180°.

Ferro svedese K = 6,69

H	Valori assoluti pel ferro ricotto: I	Valori assoluti pel ferro ricotto: I : H	VALORI PERCENTUALI di I ed I : H — Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 180° per ore: 1	3	8	20	120	220	320	420	Valori finali assol. I : H
				Ramo di intensità crescente.								
0,25	5,8	23,2	100	100	48	45	41	69	75	55	41	11,1
0,50	12,3	24,6	100	102	52	50	46	65	75	58	58	14,3
1,00	30,8	30,8	100	95	57	53	49	60	66	49	53	15,7
1,50	60,0	40,0	100	95	65	57	53	57	60	50	53	20,4
2,0	99,0	49,5	100	94	69	61	58	58	58	52	53	25,7
3,0	196	65,3	100	95	77	70	69	65	64	60	61	39,8
4,0	301	75,2	100	94	84	81	76	74	74	73	70	54,1
5,0	407	81,4	100	96	84	85	83	80	80	78	78	63,5
0,0	**149**	**M. Resid.**	**100**	**115**	**132**	**140**	**143**	**150**	—	**150**	**146**	—
6,0	508	84,7	100	96	91	89	86	86	84	83	82	69,5
8,0	665	83,1	100	99	95	95	92	92	92	90	89	74,8
10,0	784	78,4	100	97	95	95	93	92	92	92	91	72,1
12,0	852	71,0	100	99	98	99	97	96	96	96	95	68,2
15,0	923	61,5	100	100	99	99	98	98	97	97	97	59,7
20,0	986	49,3	100	100	100	100	99	98	98	98	97	48,3
25,0	1020	40,8	100	100	100	100	99	99	99	99	98	40,0
30,0	1054	35,1	100	100	100	100	100	99	99	99	98	34,7
35,0	1075	30,7	100	100	100	100	100	99	99	99	99	30,4
40,0	1090	27,2	100	101	101	101	100	100	100	100	100	27,2
				Ramo di intensità decrescente.								
40,0	1090	......	100	101	101	101	100	100	99	100	100	—
9,0	920	......	100	100	102	102	102	100	101	101	101	—
5,0	809	......	100	101	104	106	106	104	105	105	104	—
0,0	**234**	**M. Resid.**	**100**	**114**	**135**	**143**	**147**	**154**	**159**	**158**	**156**	—
— 2,01	**0,0**	**F. Coerc.**	**100**	**112**	**124**	**129**	**130**	**140**	**145**	**141**	**141**	—

Tabella VI.

Rinvenimenti a 180°.

Acciaio da trivelle $K = 7{,}26$

H	Valori assoluti per acciaio ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I : H									Valori finali assol.
			Acciaio ricotto	Acciaio rinvenuto a 180° per ore:								
	I	I : H		1	3	8	20	120	220	320	420	I : H
Ramo di intensità crescente.												
0,25	4,0	16,0	100	120	95	90	83	100	100	95	85	14,4
0,50	8,4	16,8	100	108	92	95	88	95	100	93	90	15,3
1,00	17,2	17,2	100	109	101	95	90	95	100	98	91	16,3
1,50	32,0	21,3	100	103	94	88	81	88	84	84	78	17,3
2,0	51,0	25,5	100	104	88	84	80	78	76	76	73	19,1
3,0	94	31,3	100	105	95	90	87	80	77	75	70	22,5
4,0	144	36,0	100	102	96	93	93	86	82	79	75	27,7
5,0	198	39,6	100	102	98	97	96	91	87	84	79	32,1
0,0	**100**	M. Res.	**100**	**103**	**103**	**102**	**103**	**101**	**98**	**94**	**92**	—
6,0	264	44,0	100	104	99	98	97	94	89	86	80	36,5
8,0	401	50,1	100	102	101	101	100	98	94	90	86	44,1
10,0	544	54,4	100	100	98	99	97	96	93	89	87	47,9
12,0	660	55,0	100	100	99	100	98	97	95	92	90	50,1
15,0	760	50,7	100	101	99	100	99	99	96	94	92	47,1
20,0	862	43,1	100	100	99	99	99	98	97	95	94	40,5
25,0	906	36,2	100	100	100	100	100	99	97	97	96	34,8
30,0	950	31,7	100	100	100	100	100	99	98	98	97	30,7
35,0	980	28,0	100	100	100	100	100	99	98	99	98	27,4
40,0	1001	25,0	100	102	100	101	100	100	100	99	98	24,8
Ramo di intensità decrescente.												
40,0	1001	....	100	101	100	101	100	100	99	99	98	—
9,0	860	....	100	100	100	100	100	100	98	97	96	—
5,0	795	....	100	100	100	100	101	100	98	97	94	—
0,0	**459**	M. Res.	**100**	**101**	**101**	**101**	**101**	**101**	**100**	**100**	**99**	—
—4,62	**0,0**	F. Coerc.	**100**	**99**	**100**	**100**	**100**	**100**	**101**	**103**	**105**	—

Tutte queste variazioni però si manifestano più rapidamente e sono meno intense che alla temperatura di 100°. Così p. es. le diminuzioni massime di suscettività che pel rinvenimento a 100° erano pel ferro Best, per lo svedese e per l'acciaio rispettivamente dell'80, 70 e 30 %, pel rinvenimento a 180° sono ordinatamente del 45, 45 e 25 %, ed il magnetismo residuo e la forza coercitiva che a 100° salirono rispettivamente a 3; 2; 1,14 volte il valore iniziale, non salgono a 180° che a 2; 1,5; 1,05 volte quel valore.

Le dette variazioni si manifestano inoltre a 180° con minore regolarità che a 100°, così che, invece che aversi col procedere del rinvenimento una variazione regolare e continua nel medesimo senso, si hanno, specialmente nelle prime ore, delle variazioni irregolari, talvolta in senso opposto a quello della deviazione definitiva. Anche lo stato finale raggiunto dopo più centinaia di ore di rinvenimento a 180° non presenta la stabilità che presentava dopo il rinvenimento a 100°.

L'intera serie di esperienze fu ripetuta due volte mettendo ogni cura perchè la temperatura di rinvenimento fosse ben costante e si ebbero in tutte e due le serie irregolarità analoghe ma diversamente distribuite. Le irregolarità maggiori si manifestano nelle suscettività pei campi deboli.

Rinvenimenti a 360° (Tabelle VII, VIII e IX).

Questi modificano le proprietà magnetiche del ferro ricotto nello stesso senso ma con intensità ancora minore dei rinvenimenti a 180°, così che, tanto nel ferro Best che nello svedese la diminuzione di suscettività nei campi deboli e l'aumento di magnetismo residuo ammontano solo a circa 20 % del valore iniziale nel ferro ricotto.

Tabella VII.

Rinvenimenti a 360°.

Ferro Best $K = 5{,}28$

H	Valori assoluti pel ferro ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I:H								Valori finali assol.
			Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 360° per ore:							
	I	I:H		1	4	13	40	92	150	190	I:H
	Ramo di intensità crescente.										
0,25	9,5	38,0	100	81	81	91	81	81	81	81	30,8
0,50	20,4	40,8	100	85	80	106	80	80	76	85	32,6
1,00	46,0	46,0	100	92	85	100	77	79	74	81	35,9
1,50	84,0	56,0	100	94	90	95	81	81	81	84	46,5
2,0	124,0	62,0	100	98	95	97	88	86	86	89	54,6
3,0	214,0	71,3	100	98	94	93	88	87	87	88	62,7
4,0	304,0	76,0	100	99	95	93	89	89	88	88	66,9
5,0	400,0	80,0	100	100	97	94	90	90	88	87	70,4
0,0	**76**	M. Resid.	**100**	**110**	**107**	**112**	**108**	**117**	**110**	**110**	—
30	1052	351	100	100	100	100	101	101	99	98	34,7
35	1077	308	100	100	100	100	100	100	99	100	30,8
40	1092	273	100	100	100	100	101	101	100	100	27,8
	Ramo di intensità decrescente.										
40	1092	....	100	100	100	100	101	101	100	100	—
0	**116**	M. Resid.	**100**	**113**	**116**	**121**	—	**118**	**112**	**115**	—
— 1,07	**0,0**	F. Coerc.	**100**	**112**	**119**	**122**	**116**	**121**	**119**	**121**	—

Tabella VIII.

Rinvenimenti a 360°.

Ferro Svedese K = 6,69

H	Valori assoluti pel ferro ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I:H								Valori finali assol.
			Ferro ricotto	Ferro rinvenuto a 360° per ore:							
	I	I:H		1	4	13	40	92	150	190	I:H
Ramo di intensità crescente.											
0,25	7,5	30,0	100	61	86	47	60	60	47	47	14,1
0,50	15,6	31,2	100	75	83	58	77	64	45	58	15,9
1,00	35,0	35,0	100	79	92	83	94	77	63	80	24,8
1,50	61,0	42,7	100	78	83	76	83	78	64	76	29.9
2,0	100,0	50,0	100	80	84	79	84	74	73	82	39,0
3,0	195,0	65,0	100	85	87	87	88	89	84	86	55,3
4,0	300,0	75,0	100	89	91	90	91	91	89	89	66,7
5,0	404,0	80,8	100	92	92	92	92	92	92	92	74,3
0,0	**149**	**M. Res.**	**100**	**123**	**121**	**121**	**121**	**128**	**118**	**115**	—
30	1046	34,9	100	100	99	100	100	100	97	98	34,2
35	1070	30.6	100	99	100	100	100	101	98	99	30,3
40	1091	27,3	100	99	100	100	100	100	99	99	27,0
Ramo di intensità decrescente.											
40	1091	....	100	99	100	100	100	100	99	99	—
0	**239**	**M. Res.**	**100**	**124**	**121**	**122**	**122**	**122**	**119**	**118**	—
—1,05	**0,0**	**F. Coerc.**	**100**	**114**	**113**	**115**	**114**	**120**	**110**	**115**	—

Tabella IX.

Rinvenimenti a 360°.

Acciaio da trivelle $K = 7{,}26$

H	Valori assoluti per acciaio ricotto		VALORI PERCENTUALI di I ed I:H								Valori finali assol.
			Acciaio ricotto	Acciaio rinvenuto a 360° per ore:							
	I	I : H		1	4	13	40	92	150	190	I : H
				Ramo di intensità crescente.							
0.25	4,0	16,0	100	90	90	105	105	105	105	105	16,8
0,50	8,3	16,6	100	98	98	86	86	86	98	86	14,9
1,00	17,7	17,7	100	100	113	102	96	90	90	90	15,9
1,50	30	20,0	100	100	110	99	90	87	87	83	17.0
2,0	46	23,0	100	100	104	93	91	85	87	87	20,0
3,0	91	30,3	100	95	97	94	96	95	95	96	28,8
4,0	142	35,5	100	94	94	92	96	94	97	97	34,4
5,0	196	39,2	100	97	97	95	93	93	96	97	38,0
0,0	**99,5**	**M. Resid.**	**100**	**98**	**104**	**98**	**101**	**101**	**103**	**103**	—
30	949	33,6	100	100	100	99	100	100	99	99	33,2
35	980	28,0	100	100	100	99	99	99	99	99	27.7
40	1000	25,0	100	100	100	101	99	100	99	99	24,7
				Ramo di intensità decrescente.							
40	1000	....	100	100	101	101	99	100	99	99	—
0,0	**465**	**M. Resid.**	**100**	**101**	**102**	**98**	**100**	**100**	**101**	**101**	—
—4,59	**0,0**	**F. Coerc.**	**100**	**101**	**100**	**96**	**101**	**97**	**99**	**99**	—

Tali variazioni si compiono per la massima parte entro la prima ora di rinvenimento, i rinvenimenti successivi non producendo che delle piccole variazioni irregolari.

Nell' acciaio le variazioni sono ancora minori, cioè del 10 %, per la suscettività nei campi deboli, quasi nulle pel magnetismo residuo, ed avvengono con grande lentezza.

Rinvenimenti consecutivi a temperature differenti.

Operai, come dissi, sopra i tre soliti campioni dopochè avevano subito per 420 ore il rinvenimento a 180° sottoponendoli, senza ricuocerli, al rinvenimento a 100°. I risultati sono registrati nella tabella X nella quale figurano, non già i valori percentuali, ma i valori assoluti della intensità magnetica nei varii stadii del rinvenimento.

Osservando la 3ª colonna si riconosce che il primo effetto del rinvenimento a 100° susseguente a quello a 180°, fu di aumentare alquanto, nel ferro Best e nello svedese, la intensità magnetica nei singoli campi, allontanandola dal valore che avea assunto alla fine del rinvenimento a 100°, valore che, per comodità di confronto, è registrato nell' ultima colonna; ma le colonne successive alla 3ª indicano che, dopo i rinvenimenti successivi le intensità magnetiche, corrispondenti a campi eguali, vanno gradualmente diminuendo verso il valore limite dell'ultima colonna spettante al ferro rinvenuto a 100°.

Contemporaneamente anche il magnetismo residuo sale al valore che presentava il ferro rinvenuto a 100°, come è indicato dall'ultima riga dei tre specchietti.

La rapidità colla quale si manifestano queste variazioni è però minore di quella del ferro ricotto rinvenuto alla stessa temperatura e sarebbero occorse più centinaia di ore perchè fosse raggiunta la variazione totale; non credetti però necessario procedere tanto oltre, ma dopo circa 100 ore di rinvenimento a 100°, riportai i campioni nell'ambiente a 180° per 24 ore per vedere se tendevano a riprendere le condizioni primitive. Così fu infatti; i valori registrati nella penultima colonna dimostrano che la suscettività magnetica, che era diminuita pei rinvenimenti a 100°, risalì nelle 24 ore quasi al valore limite che spetta al ferro rinvenuto a 180° e che il magnetismo residuo discese verso il limite stesso.

Tabella X.

Rinvenimenti successivi a temperature diverse.

H	TEMPERATURE							Rinvenimento a 100° Tab. I-II-III
	180°	100°					180°	
	ORE SUCCESSIVE							
	420	3	6	11	33	48	24	Valore finale
	Intensità magnetica (valori assoluti)							
				Ferro Best.				
0,25	4,2	6	4	5	2	2	4	1,7
0,50	9,8	14	9	8	6	6	9	3,9
1,00	24,1	28	22	22	17	15	22	9,0
1,50	43,8	48	40	40	34	30	40	16,8
2,00	69,5	74	64	64	56	48	65	30,2
3,00	136,0	139	119	117	101	99	128	67,0
4,00	228,0	226	213	211	193	174	214	124,0
5,00	323,0	324	308	301	284	261	308	191,0
40,00	1087,0	1087	1087	1087	1087	1088	1087	1088,0
M. Res.	**226**	**231**	**231**	**244**	**263**	**278**	**246**	**318**
				Ferro Svedese.				
0,25	2,4	4	2	2	2	2	3	1,9
0,50	7,1	10	7	6	5	5	7	4,5
1,00	16,3	20	16	14	12	12	16	9,0
1,50	31,8	36	29	27	26	24	30	20,7
2,00	52,5	57	51	48	45	42	50	36,0
3,00	120,0	121	114	109	102	95	116	89,1
4,00	211,0	216	201	197	187	178	202	168,0
5,00	317,0	316	301	299	280	266	296	267,0
40,00	1090,0	1090	1090	1092	1092	1095	1095	1096,0
M. Res.	**365**	**363**	**363**	**371**	**382**	**397**	**370**	**418**
				Acciaio da trivelle.				
0,25	3,4	3	3	3	3	3	3	3,0
0,50	7,6	8	8	8	8	8	8	7,0
1,00	15,7	17	17	17	17	16	15	15,0
1,50	25,0	26	26	26	25	24	25	24,0
2,00	37,2	40	40	40	39	38	38	34,0
3,00	65,8	67	67	67	66	65	65	58,6
4,00	108,0	112	111	111	108	107	108	94,1
5,00	156,0	158	154	159	166	162	165	143,0
40,0	990,0	991	991	993	992	992	993	994,0
M. Res.	**454**	**452**	**450**	**446**	**429**	**441**	**435**	**518**

L'acciaio subì in queste esperienze variazioni insensibili, in causa, certo, della maggior lentezza colla quale esso subisce gli effetti del rinvenimento.

Da queste osservazioni risulta che lo stato magnetico definitivo che assume il ferro per lunga permanenza ad una data temperatura, è lo stesso sia che il ferro inizialmente fosse ricotto o rinvenuto a temperatura più alta o più bassa di quella. Non è quindi possibile impartirgli, con questo mezzo, immunità alle variazioni.

Rappresentazione grafica dei risultati.

7. Nella tavola annessa (Tav. VI) sono rappresentati graficamente i principali risultati di queste esperienze. Nella metà superiore della tavola sono messe a confronto le curve della suscettività (le ordinate rappresentano i valori *assoluti* della suscettività I : H e le ascisse il campo magnetizzante H) delle singole sbarre ricotte con quelle delle stesse sbarre alla fine dei rinvenimenti a 360° a 180° ed a 100°, quali risultano dall'ultima colonna delle tabelle numeriche.

Si constata, quanto già sopra si è osservato, che l'effetto generale è una diminuzione di suscettibilità tanto maggiore quanto più bassa fu la temperatura di rinvenimento, e che tale diminuzione non si manifesta che rispetto a campi di debole o media intensità mentre pei campi di intensità elevata le curve di suscettività si confondono, dimostrando che i rinvenimenti non hanno effetto sensibile sulla suscettività nei campi elevati.

Si riconosce pure che le maggiori variazioni si ebbero nel ferro Best e le minori nell'acciaio. Dopo il rinvenimento a 100° il ferro Best p. es. presenta una curva di suscettività quasi identica a quella dell'acciaio ricotto.

Un fatto che non risultava palese dalle tabelle numeriche e che si rende manifesto colle costruzioni grafiche, è quello che, col rinvenimento, il massimo di suscettività, mentre si abbassa in valore assoluto, si sposta verso i campi di maggiore intensità.

Nella metà inferiore della tavola sono rappresentati gli aumenti successivi del magnetismo residuo col procedere del

rinvenimento. Le ordinate rappresentano l'intensità magnetica residua I_r corrispondente al magnetismo indotto massimo I=1110 e le ascisse le ore di rinvenimento. Le rette tratteggiate indicano il valore del magnetismo residuo dei campioni ricotti il quale avea, come si disse, il minimo valore nel ferro Best il massimo nell'acciaio.

Si noti che anche qui, come nell'altra parte della tavola, sono rappresentati i valori *assoluti* mentre nelle tabelle numeriche sono dati a preferenza i valori percentuali.

Si rivela in generale che, dopo un certo numero di ore di rinvenimento, i campioni tendono ad assumere uno stato definitivo, che presenta un valore massimo di magnetismo residuo; questo stato è raggiunto con rapidità diversa da una qualità all'altra di ferro e, per la stessa qualità di ferro, con rapidità che aumenta coll'aumentare della temperatura di rinvenimento.

Risulta pure dalle curve che, quanto più debole è il magnetismo residuo iniziale del campione ricotto tanto più forte è l'aumento che subisce col rinvenimento, così che i campioni rinvenuti presentano differenze di rimanenza molto minori dei ricotti.

Delle curve quasi coincidenti con queste rappresenterebbero, anche in valore assoluto, le variazioni della forza coercitiva; le ordinate rappresenterebbero in tal caso il campo coercitivo in unità C. G. S. moltiplicato per 100, giacchè, come risulta dalle tabelle numeriche, il valore assoluto del magnetismo residuo era, ne' campioni studiati, circa 100 volte maggiore della corrispondente forza coercitiva.

Le parti punteggiate che fanno seguito alle curve del rinvenimento a 180° rappresentano graficamente l'effetto di rinvenimenti consecutivi a temperature differenti. Esse dimostrano chiaramente, quanto si è già dedotto dalla discussione della tabella X, che cioè, dopo raggiunto col rinvenimento a 180° lo stato stazionario, riportando il ferro nell'ambiente a 100° il suo magnetismo residuo risale tendendo a portarsi verso il valore massimo che gli spetta a questa temperatura, e ridiscende poi verso il valore che gli spetta alla temperatura di 180°, quando viene riportato nell'ambiente a questa temperatura.

Le curve rappresentanti la variazione della suscettività col tempo, quali possono facilmente dedursi dalle tabelle numeriche, procedono perfettamente di pari passo con quelle che rappresentano le variazioni corrispondenti di magnetismo residuo, solo che, mentre le ordinate delle prime diminuiscono col tempo quelle delle seconde aumentano. Ho creduto perciò superfluo riprodurle, tanto più che sarebbero molto numerose, potendo esser rappresentata la rapidità di variazione della suscettività, dalle stesse curve che rappresentano la rapidità di variazione del magnetismo residuo nel rinvenimento corrispondente.

Conclusioni.

8. I risultati di queste esperienze conducono, entro i limiti delle esperienze stesse, alle seguenti conclusioni:

1° Se il ferro ricotto al calore rosso vien fatto rinvenire, mantenendolo lungamente a temperature molto inferiori a quelle di ricottura, le sue costanti magnetiche si modificano lentamente tendendo ad assumere un valore stabile dipendente dalla temperatura di rinvenimento.

2° Queste modificazioni consistono in diminuzione di suscettività (e quindi anche di permeabilità) ed in aumento di magnetismo residuo, di forza coercitiva e del campo di suscettività massima.

3° Tali modificazioni sono tanto più sensibili e più lente a manifestarsi quanto più è bassa (almeno fino a 100°) la temperatura di rinvenimento.

4° La differenza fra le suscettività in campi eguali, del ferro rinvenuto e del ferro ricotto, che è molto accentuata in campi deboli, scema a partire dal campo di suscettività massima e si rende insensibile per campi alquanto più intensi, così per questi campi l'effetto del rinvenimento sulla suscettività è nullo.

5° Il rapporto per le dette due suscettività, che è perciò uguale all'unità nei campi elevati, diminuisce regolarmente al diminuire delle intensità del campo.

6° Al contrario il rapporto secondo il quale aumenta col rinvenimento il magnetismo residuo è sensibilmente lo stesso per campi induttivi tanto deboli che elevati.

7° Tutte le dette variazioni si manifestano in modo più cospicuo nel ferro Best, un po' meno accentuate nel ferro svedese e meno ancora nell'acciaio, cioè sono tanto maggiori quanto più deboli erano il magnetismo residuo e la forza coercitiva del campione ricotto. Nello stesso ordine scema nei tre campioni la rapidità colla quale dette variazioni si compiono.

8° Il rinvenimento ad una data temperatura non rende il ferro immune dal subire altre variazioni nelle costanti magnetiche quando sia portato ad una temperatura differente; queste variazioni tendono a condurre le costanti magnetiche al valore definito che loro spetta alla nuova temperatura.

9° Poichè i rinvenimenti non modificano la suscettività nei campi elevati, si può ammettere che gli aumenti di perdite per isteresi constatati nelle macchine a correnti alternate per effetto del rinvenimento dei nuclei, non sono dovute a diminuzione di permeabilità ma all'aumento che subiscono, col rinvenimento, la permanenza e la forza coercitiva dei nuclei stessi.

Gabinetto di Fisica della R. Università di Sassari.

INFLUENZA DI UNO SCHERMO CONDUTTORE SUL CAMPO ELETTROMAGNETICO DI UNA CORRENTE ALTERNATIVA PARALLELA ALLO SCHERMO,

di T. LEVI-CIVITA [1]).

Nel discutere le recenti esperienze sulla convezione elettrica, il Prof. Righi [2]) lamentava la mancanza di indicazioni precise sugli effetti prodotti dalla presenza di un conduttore in un campo variabile. Egli mi ha allora cortesemente sollecitato a studiare dal punto di vista analitico un caso semplice, che corrisponde schematicamente ad alcuno dei dispositivi usati nelle ricordate esperienze: il caso cioè di una carica elettrica,

1) Rendiconti della R. Accademia dei Lincei (16 Febbraio, 2 e 16 Marzo 1902). Notizia redatta dall'autore.

2) Comunicazione fatta alla Società di Fisica, pubblicata nel fascicolo dell'Ottobre 1901 di questo giornale.

che si muove di moto uniforme parallelamente a un piano conduttore indefinito.

I risultati, cui sono pervenuto [1]), hanno servito al ch. autore [2]) per completare quantitativamente alcune intuizioni, che egli aveva soltanto annunziato come probabili e che il calcolo ha in tutto giustificato.

La ricerca non è dunque stata inutile; ma essa si riferisce pur sempre a fenomeni, pressochè al limite delle quantità osservabili e per cui si richiedono in ogni caso esperienze assai delicate. Mi sono quindi proposto di studiare qualche altra questione dello stesso tipo, ma più facilmente accessibile al controllo sperimentale.

Si presta bene il caso di una corrente alternativa (di quelle ordinarie adoperate nell' industria) supposta sinusoidale rettilinea, indefinita e parallela a uno schermo conduttore.

Entro limiti di approssimazione sufficienti per la pratica, le alterazioni del campo elettromagnetico della corrente, dovute allo schermo, si possono caratterizzare in modo notevolmente semplice. Mi permetto pertanto di intrattenerne i lettori di questo periodico.

1. — L' esperienza di Oersted e la legge di Biot e Savart.

Dalle esperienze di Oersted risulta, come ognun sa, che una corrente rettilinea fa deviare il polo nord dell' ago magnetico verso la sinistra del nuotatore di Ampère: più precisamente che, nel campo dovuto ad una corrente (costante) rettilinea, indefinita, la forza magnetica in ciascun punto P è perpendicolare al piano, determinato dalla corrente e dal punto, e diretta verso la sinistra della corrente personificata.

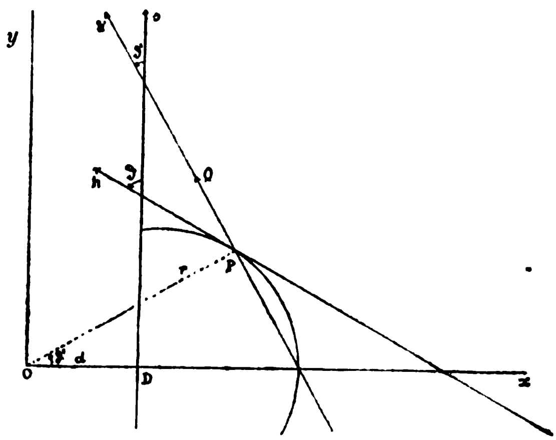
Le linee di forza sono dunque cerchi, aventi la corrente per asse: la direzione della forza corrisponde sopra ciascuno di questi cerchi a un verso di circolazione opposto a quello delle sfere dell' orologio (per un osservatore coi piedi nel centro e il capo nella direzione della corrente).

1) Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse, Ser. 8., tomo 4., 1902.
2) Fascicolo di Gennaio u. s. di questo giornale.

Biot e Savart hanno poi riconosciuto che l'intensità H' della forza magnetica è direttamente proporzionale alla intensità I della corrente e varia nel campo in ragione inversa della distanza r dalla corrente. In unità elettromagnetiche assolute il coefficiente di proporzionalità è 2 [1]), talchè

$$(1) \qquad H' = \frac{2I}{r}.$$

Suppongasi per es. la corrente verticale verso l'alto e sia π (piano della figura) il piano normale alla corrente condotto per P; O la traccia della corrente sul piano, PQ la forza magnetica in P.



Per le cose dette, il vettore PQ sarà situato nel piano di figura perpendicolarmente ad OP verso la sinistra del nuotatore di Ampère, cioè, nel caso presente, di chi guarda dall'alto.

Se si inverte la corrente, la forza magnetica rimane essa pure invertita: la sua linea d'azione è dunque in ogni caso la perpendicolare h' al raggio vettore OP.

Converremo di risguardare come direzione positiva, sulla verticale di O, quella rivolta verso l'alto, e come direzione positiva, sulla retta h', la PQ.

1) Cfr. per es. Ferraris " Lezioni di elettrotecnica „. Torino 1899, Cap. 4., n. 96.

Corrispondentemente intenderemo per intensità I e H' della corrente e della forza magnetica le rispettive *intensità orientate*, prese cioè col segno + o col segno — secondochè il vettore, cui esse si riferiscono, ha direzione positiva o negativa sulla propria linea di azione.

Con ciò è chiaro che la (1), la quale riferivasi originariamente alle intensità prese in valore assoluto, seguita a sussistere anche per le nostre intensità orientate I e H'.

2. — Estensione al caso di correnti variabili.

Se la corrente, che circola sulla verticale di O non è più costante, ma varia col tempo, il campo magnetico, da essa generato, varia naturalmente esso pure col tempo ed è, in ogni istante t, quello stesso, che competerebbe ad una corrente costante, definita dall' intensità orientata della corrente variabile, in quell' istante.

È questo un risultato teorico, che si intuisce e che si può del resto verificare sperimentalmente in modo ovvio.

In ogni caso dunque la forza magnetica in P ha per linea d' azione h' e la sua intensità orientata H' è legata ad I dalla (1).

Se si tratta di una corrente alternativa, sinusoidale, di frequenza n e di intensità massima I_0, si ha

$$I = I_0 \operatorname{sen} \omega \tag{2}$$

con

$$\omega = 2\pi n t + \alpha \qquad (\alpha \text{ costante}).$$

La (1), posto per I il valore (2), diviene

$$H' = \frac{2 I_0}{r} \operatorname{sen} \omega, \tag{1'}$$

donde apparisce che la forza magnetica H' è una grandezza sinusoidale, avente la stessa frequenza e la stessa fase della corrente generatrice.

3. — Modificazioni dovute a uno schermo conduttore parallelo alla corrente.

Suppongasi ora interposto uno schermo conduttore fra la corrente e il sito di osservazione P. Sia questo schermo una lastra metallica piana e parallela alla corrente.

In primo luogo è chiaro che la forza magnetica resterà normale alla corrente.

Ma è chiaro altresì che la presenza dello schermo modifica il campo magnetico in tutte e due le regioni determinate dallo schermo stesso, e specialmente in quella che rimane separata dalla corrente.

Per quest' ultima regione, le modificazioni si possono caratterizzare assai nettamente, entro limiti di approssimazione, che saranno precisati a § 5.

Sia (v. figura) D il piede della perpendicolare abbassata da O sulla intersezione s dello schermo col piano π. Più precisamente s' intenda con s quella direzione (rivolta verso l'alto in figura) che, per le convenzioni fatte, sarebbe linea d'azione della forza magnetica *naturale* in D: così chiamando quella del campo non modificato dalla presenza dello schermo.

Sia d la distanza $\overline{OD}$ fra la corrente e lo schermo, R la resistenza dell' unità di superficie dello schermo stesso (espressa in unità elettromagnetiche).

Sieno h' e h le direzioni positive delle linee d' azione della forza magnetica naturale e modificata dallo schermo (nel generico punto P, che si considera); H' e H le rispettive intensità orientate, H'_0 e H_0 le intensità massime.

Sieno infine ϑ' e ϑ gli angoli, che h' e h formano con s, contati a partire da s verso la sinistra del solito nuotatore.

Dopo l' interposizione dello schermo, la forza magnetica seguita ad essere (entro i limiti di approssimazione quì sottointesi) una grandezza sinusoidale pura. Rimangono però modificate linea d' azione, intensità massima e fase.

Esaminiamo l' una dopo l' altra queste influenze perturbatrici dello schermo. Beninteso, io mi limiterò ad esporre i risultati, rimandando per le dimostrazioni alle citate note dei Lincei.

I. — Deviazione della linea d'azione.

Si ha

$$\vartheta = 2\vartheta', \tag{3}$$

cioè, in forma espressiva, se non precisa:

La interposizione dello schermo raddoppia la inclinazione della forza magnetica.

Nei punti della retta OD la forza magnetica naturale è parallela ad s ($\vartheta' = 0$); in questi punti dunque $\vartheta = 0$, ossia la deviazione, dovuta allo schermo, è nulla [1]).

II. — Riduzione d'intensità.

La intensità massima H'_0 della forza naturale, a tenore della (1'), vale $\frac{2\,I_0}{r}$.

Si trova che l'interposizione dello schermo riduce questa intensità massima da H'_0 a

$$H_0 = \frac{1}{qr} H'_0 = \frac{2}{qr^2} I_0, \tag{4}$$

dove

$$\frac{1}{q} = \frac{R}{4\pi^2 n}. \tag{5}$$

Se si bada che, nella regione considerata, r non può discendere al disotto di d, si vede che il fattore di riduzione è sempre $\leq \frac{1}{qd}$.

Per farci un'idea dell'ordine di grandezza, prendiamo un esempio numerico.

Supponiamo la frequenza n della corrente eguale a 100, e lo schermo costituito da una lastra di rame dello spessore di un millimetro a distanza di un metro dalla corrente.

1) Veramente, siccome, la (3) vale soltanto nella regione oltre lo schermo, si dovrebbe precisare, dicendo punti appartenenti al prolungamento della OD; ma indipendentemente dalla (3), è chiaro, per ragione di simmetria, che la proprietà sussiste in ogni punto di detta retta.

Si ha allora $d = 100$, e approssimativamente $R = 16000$,

$$\frac{1}{qd} = 0{,}04 .$$

In queste condizioni dunque (ammesso che si tratti di punti in prossimità di D e quindi che r differisca poco da d) la intensità della forza magnetica viene ridotta dallo schermo a pochi centesimi del suo valore naturale.

III. — Ritardo di fase.

Lo schermo produce un ritardo di fase di $\frac{\pi}{2}$, cioè di un quarto di periodo.

L' intensità orientata H è il prodotto dell' intensità massima H_0 per il seno della fase. Sarà quindi, a tenore della (4),

$$H = H_0 \operatorname{sen}\left(\omega - \frac{\pi}{2}\right) = - H_0 \cos \omega = - \frac{2}{qr^3} I_0 \cos \omega . \tag{6}$$

4. — Comportamento della forza elettrica.

Nel campo naturale, la forza elettrica ha la stessa intensità della magnetica (l' una e l' altra essendo misurate in unità elettromagnetiche assolute) e le è ortogonale.

L' interposizione dello schermo, anche nelle condizioni sperimentali più sfavorevoli, riduce la forza elettrica (nei punti al di là dello schermo stesso) a meno di un milionesimo della naturale.

Le azioni elettriche sono dunque sensibilmente intercettate dallo schermo, come (rigorosamente) ha luogo in elettrostatica.

5. — Grado di approssimazione delle leggi enunciate per la forza magnetica. — Limiti entro cui dovrebbe essere contenuta la loro verifica sperimentale.

I risultati, descritti a § 3, valgono soltanto in via approssimativa.

Essi si desumono dalla soluzione rigorosa del problema, impiegando opportuni sviluppi ed arrestandoli ai primi termini.

L' analisi, che vi conduce, permette in pari tempo di apprezzare l' entità dell' errore possibile.

Si trova che il limite superiore e dell' *errore relativo* è dato da

$$e = \frac{4}{q^2 d^2} = \frac{1}{n^2} \frac{R^2}{4 \pi^4 d^2} . \qquad (7)$$

Intendo dire con ciò che, valutando nel modo indicato, sia la intensità massima della forza magnetica, sia una sua componente in direzione arbitraria, il divario dai valori esatti non può superare la frazione $\frac{4}{q^2 d^2}$ dell' intensità massima H'_0 della forza magnetica naturale, relativa al medesimo punto.

Si noti che H'_0 costituisce veramente un opportuno termine di confronto.

Infatti, ove si eseguissero esperienze di questa natura, si dovrebbe operare (interponendo o no lo schermo) in un campo magnetico, il cui ordine di grandezza, per ciascun posto, è appunto caratterizzato dalla intensità massima della forza ivi agente.

Dacchè H'_0 fissa l' ordine di grandezza del fenomeno, è naturale di riferire ad esso gli eventuali errori.

La espressione (7) di e mostra che l' errore possibile è tanto più piccolo quanto più grandi sono la frequenza n, la conduttività dello schermo $\frac{1}{R}$ e la sua distanza d dalla corrente; e varia anzi, al crescere di n, di $\frac{1}{R}$ e di d in ragione inversa dei rispettivi quadrati.

Ciò posto, è evidente che, per l'attendibilità delle nostre leggi approssimate, bisogna anzitutto che e sia una piccola frazione dell'unità. Supponendo pur data la frequenza n (che è in pratica sempre compresa fra 20 e 200), si può evidentemente ancora disporre di R e di d in modo da rendere e piccola quanto si vuole.

Va notato tuttavia che, per porsi in buone condizioni sperimentali, non converrebbe spingere troppo oltre la preoccupazione di attenuare l'errore, a priori presumibile nelle leggi

da verificare. Si è visto infatti (legge II) che la riduzione di intensità dovuta allo schermo è per lo meno $\frac{1}{q\,d}$, cioè $\frac{\sqrt{e}}{2}$. Ora, per osservare comodamente queste variazioni di intensità, importa che il loro rapporto, e a fortiori il limite superiore del rapporto stesso, $\frac{\sqrt{e}}{2}$, non sia un numero troppo piccolo.

Nell'esempio citato ($n = 100$; lastra di rame di un millimetro a un metro dalla corrente) si ha, come abbiam visto,

$$\frac{1}{q\,d} = 0{,}04,$$

quindi

$$e = 0{,}0064.$$

L'errore relativo è dunque di poco superiore al mezzo per cento.

Accontentandosi di una esattezza dell' un per cento ($e = 0{,}01$), si ha $\frac{\sqrt{e}}{2} = 0{,}05$.

Rapporti siffatti $\left(\frac{1}{25}, \frac{1}{20}\right)$ mi sembrano abbastanza convenienti.

Non sarà inutile aggiungere che, nei punti della OD, l'error temibile è certamente inferiore anche alla metà di e. In questi punti si può dunque attendersi una maggiore esattezza.

6. — Rappresentazione analitica del campo. Linee di forza.

Fissiamo nel piano π un sistema di riferimento, assumendo per semplicità l'origine in O, la OD per direzione positiva dell'asse x, e la parallela ad s condotta per O come direzione positiva dell'asse y.

Il verso di rotazione $x\,y$ è quello precedentemente considerato, dalla destra alla sinistra del nuotatore di Ampère, quindi per es. da OP ad h'.

Ciò posto, si ha ovviamente, intesi che gli angoli si contino tutti nel verso $x\,y$,

$$(\widehat{x\,y}) = \frac{\pi}{2}, \quad (\widehat{y\,h'}) = (\widehat{s\,h'}) = \vartheta', \quad (\widehat{h\,\mathrm{OP}}) = -\frac{\pi}{2}.$$

Ne viene, scrivendo per brevità r al posto di OP,

$$(\widehat{x\,r}) = (\widehat{x\,y}) + (\widehat{y\,h'}) + (\widehat{h'\,r}) = \vartheta'.$$

Il raggio vettore $\mathrm{OP} = r$ forma dunque colla direzione positiva dell'asse x, nel verso $x\,y$, l'angolo ϑ'; perciò r e ϑ' non sono altro che le coordinate polari di P, e quindi

$$\cos\vartheta' = \frac{x}{r}, \quad \operatorname{sen}\vartheta' = \frac{y}{r}, \tag{8}$$

designandosi manifestamente con x, y le sue coordinate cartesiane.

D'altra parte, si ha ancora

$$(\widehat{x\,h'}) = \frac{\pi}{2} + \vartheta', \quad (\widehat{y\,h'}) = \vartheta'.$$

I coseni degli angoli, che h' forma cogli assi sono dunque ordinatamente.

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} + \vartheta'\right) = -\operatorname{sen}\vartheta' = -\frac{y}{r}, \quad \cos\vartheta' = \frac{x}{r}. \tag{9}$$

Per la forza magnetica modificata dallo schermo, si ha, come abbiam visto, $(\widehat{s\,h}) = \vartheta = 2\vartheta'$; quindi

$$(\widehat{x\,h}) = \frac{\pi}{2} + 2\vartheta', \quad (\widehat{y\,h}) = 2\vartheta',$$

donde i coseni direttori

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} + 2\vartheta'\right) = -\operatorname{sen}2\vartheta', \quad \cos 2\vartheta',$$

cioè, a norma delle (8),

$$-\frac{2\,x\,y}{r^2}, \quad \frac{x^2 - y^2}{r^2}. \tag{10}$$

Siamo ora in grado di assegnare le componenti L′, M′; L, M della forza magnetica naturale e di quella modificata dallo schermo. Infatti, in entrambi i casi, basta moltiplicare l'intensità orientata per i coseni direttori [(9) o (10), rispettivamente] della direzione positiva della linea d'azione.

Risulta così, ricordando le (1′) e (6):

$$
(11)\qquad \begin{cases} L' = -H'\dfrac{y}{r} = -2\,I_0 \operatorname{sen}\omega\,\dfrac{y}{r^2}, \\[2ex] M' = \;\; H'\dfrac{x}{r} = \;\; 2\,I_0 \operatorname{sen}\omega\,\dfrac{x}{r^2}; \end{cases}
$$

$$
(12)\qquad \begin{cases} L = -H\,\dfrac{2\,x\,y}{r^2} = \dfrac{2\,I_0}{q}\cos\omega\,\dfrac{2\,x\,y}{r^4}, \\[2ex] M = H\,\dfrac{x^2-y^2}{r^2} = -\dfrac{2\,I_0}{q}\cos\omega\,\dfrac{x^2-y^2}{r^4} \end{cases}
$$ [1].

Le linee di forza del campo magnetico naturale sono, come sappiamo e come del resto risulta ovviamente dalla loro equazione differenziale

$$\frac{dx}{L'} = \frac{dy}{M'},$$

i cerchi di centro O.

Pel campo magnetico modificato dallo schermo, abbiamo l'equazione differenziale

$$\frac{dx}{L} = \frac{dy}{M},$$

che equivale a

$$(x^2 - y^2)\,dx + 2\,x\,y\,dy = 0,$$

ossia, dividendo per x^2, a

$$dx - \frac{dx}{x^2}\,y^2 + \frac{1}{x}\,2\,y\,dy = d\left\{x + \frac{y^2}{x}\right\} = 0,$$

1) Le quantità, qui designate,

$$x,\ y,\ r,\ L,\ M$$

corrispondono ordinatamente alle

$$|z| + d,\ -y,\ \Delta,\ -N,\ -M$$

delle citate note dei Lincei. Facendo le indicate sostituzioni nelle (10), (11), si ritrovano appunto le formule finali (30) e (28′) della Nota III.

la quale, integrata, porge

$$x + \frac{y^2}{x} = \text{cost.} \tag{13}$$

Le linee di forza sono dunque cerchi tangenti in O *all'asse* y, *ossia alla parallela allo schermo:* più esattamente (siccome si tratta soltanto della regione di π al di là dello schermo) le linee di forza sono le porzioni di questi cerchi, per cui $x > d$, che restano cioè alla destra di s.

Equazione delle linee di forza in seconda approssimazione.

Negli istanti ($\cos \omega$ abbastanza prossimo a zero), in cui la intensità del campo modificato dallo schermo si affievolisce sì che sia $\frac{H}{H_0} < e$, il divario assoluto fra la soluzione approssimata e la soluzione esatta può benissimo essere dello stesso ordine di grandezza di H: non si può allora asserire che la rappresentazione (13) delle linee di forza sia neanche approssimativamente valida.

È vero che poco può interessare l'andamento del campo in questi momenti, in cui la sua azione è quasi nulla (dell'ordine di quelle quantità, che risguardiamo trascurabili), ma val forse egualmente la pena di indicare una equazione atta a rappresentare con sufficiente approssimazione, in qualsiasi istante (e non soltanto in quelli di discreta intensità) la variabile configurazione delle linee di forza. Questa equazione è

$$\cos \omega \, \frac{x}{r} + \frac{\operatorname{sen} \omega}{q} \, \frac{y^2 - x^2}{r^4} = \text{cost}, \tag{14}$$

dove, si intende, $r^2 = x^2 + y^2$.

Per $\operatorname{sen} \omega = 0$, quando cioè l'intensità H è massima, si ritrova evidentemente la (13).

In generale le curve, rappresentate dalla (14), sono quartiche bicircolari (quindi curve chiuse), trasformate per raggi vettori reciproci, rispetto ad O come centro di inversione, delle iperboli equilatere

$$\cos \omega \, x + \frac{\operatorname{sen} \omega}{q} (y^2 - x^2) = \text{cost},$$

aventi gli assi nelle direzioni degli assi coordinati e il centro nel punto

$$x = -\frac{1}{2} q \cot \omega, \quad y = 0.$$

Al decrescere di sen ω, le iperboli tendono a diventare rette parallele all'asse y e le loro trasformate sono appunto i cerchi (13).

7. — Interesse di una verifica sperimentale.

Una verifica sperimentale sarebbe, a mio credere, particolarmente desiderabile, poichè costituirebbe un primo controllo di ipotesi non per anco messe alla prova dall'esperienza.

Ecco per qual ragione.

I risultati teorici, che hanno finora trovato la loro conferma sperimentale sono tutti conseguenze necessarie delle equazioni elettrodinamiche di Hertz.

In questo genere di problemi, in cui si tratta di valutare l'influenza di un conduttore sopra un dato campo, non bastano le equazioni di Hertz, ma occorre aggiungere loro qualche altra cosa: certa condizione ai limiti. La teoria hertziana pura, non solo è incapace di assegnarla, ma nemmeno offre alcun addentellato per ricavarla dall'esperienza o per suggerirla come plausibile ipotesi.

In tale condizione di cose è d'uopo ricorrere a una teoria alquanto più restrittiva, che ammetta non semplicemente le equazioni differenziali di Hertz, ma addirittura un sistema di loro integrali.

Ora un certo sistema di integrali costituisce appunto la teoria originaria di Maxwell; un certo altro la teoria di Helmholtz, completata dall'ipotesi che le azioni a distanza si propaghino colla velocità della luce [1]).

Entrambe queste teorie contengono quanto basta per rendere le questioni suddette perfettamente determinate; en-

1) Cfr. " Sulla riducibilità, ecc. ", in questo giornale, fascicolo dell'agosto 1897, od anche il primo capitolo della memoria degli Annali di Tolosa, citata in principio.

trambe, benchè non identiche, conducono agli stessi risultati, per quanto concerne gli elementi fisicamente accessibili [1]).

Ogni verifica di fatti, concordemente previsti dalle teorie integrali, riescirebbe dunque ad un tempo indiretto controllo delle teorie stesse e precisamente di quel campo, che è loro comune, senza essere però necessaria conseguenza delle equazioni differenziali di Hertz.

DI UNA DISPOSIZIONE OPPORTUNA PER AUMENTARE L'EFFETTO DELLE ONDE ELETTROMAGNETICHE SOVRA UN CIRCUITO,

del Dott. ALBERTO MASINI [2]).

(Sunto dell'Autore).

Fu già più volte constatato che l'effetto delle onde elettromagnetiche, utilizzato come mezzo di trasmissione a distanza, si esercita per la massima parte sul circuito ricevitore e non sull'apparecchio che serve da radioconduttore: è intuitivo, adunque, come la forma di quello abbia un'influenza notevole sull'andamento del fenomeno.

Io feci l'esperienza sopra un circuito (in cui era inserita una pila, un galvanometro e un coherer) di forma tale che soltanto due tratti uguali di esso, rettilinei, paralleli e vicini fra di loro, fossero investiti dalle onde: questi due tratti, quando la corrente della pila circolava, erano percorsi l'uno in un senso, l'altro nel senso opposto: le rimanenti parti del circuito erano convenientemente protette dall'azione delle onde; ebbene, quando queste si producevano, la diminuzione di resistenza non avveniva, o si notava appena. Evidentemente l'azione su di un tratto era distrutta da quella sull'altro. Ma bastava interporre uno schermo metallico fra i due fili, cosicchè l'uno solo di essi fosse esposto all'azione delle onde e l'altro no, perchè, al generarsi di queste, il galvanometro desse

1) Cfr. la nota " Le teorie elettrodinamiche di Maxwell, di Helmholtz e di Hertz di fronte ai fenomeni di induzione „ di prossima pubblicazione nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei.

2) Bologna, Regia Tipografia; 1902.

indizio della diminuzione di resistenza. Questa, naturalmente, si manifestava più notevole se invece di due soli tratti di filo, l' uno esposto alle onde e l' altro al riparo, si avevano più tratti del medesimo circuito, al solito rettilinei e paralleli, ed alternativamente protetti o no dallo schermo; poichè è chiaro che in tal caso le singole azioni prodotte dalle onde su ciascun tratto di filo situato davanti allo schermo erano concomitanti, mentre gli altri tratti, sui quali l' azione sarebbe stata contraria, non risentivano, in virtù dello schermo, influenza sensibile.

Trattandosi poi di una esperienza di laboratorio, credetti di accrescere ancora l' intensità del fenomeno disponendo le cose come segue: intorno ad una lastra rettangolare di bandone, fasciata con pergamena o altra sostanza isolante allo scopo di evitare ogni possibile contatto, si avvolgeva nella direzione della minor dimensione, del filo sottile ed isolato, in tante spire che si succedevano, fino a riempirne tutta la lunghezza: ciò fatto si piegava la lastra (e quindi tutto l' avvolgimento) circolarmente, fissando insieme con un morsetto i due lati minori, così da ottenere una porzione di cilindro circolare di cui il filo segnava approssimativamente le generatrici.

Inserito cotesto avvolgimento nel circuito del coherer, se si faceva in modo che nell' interno del cilindro avessero origine le onde elettromagnetiche, il loro effetto sulla resistenza del circuito era più che mai notevole.

È ovvio che nella pratica, se cotesta disposizione dovesse avere utile applicazione (ciò che io non ho il mezzo di verificare), bisognerebbe rinunciare all' idea dell' avvolgimento cilindrico chiuso. Sarebbe forse opportuno di rivestire uno specchio metallico con tante spire di filo isolato, e far sì che cotesto avvolgimento fosse in circuito, al solito, col coherer e con tutti gli altri apparecchi che la pratica ha suggerito. In tal caso risulta evidente che il vero raccoglitore sarebbe quello costituito dalle spire del filo: l' anima metallica non avrebbe altro ufficio che di proteggere dall' azione delle onde quei tratti di circuito che, senza di essa, riceverebbero azioni di senso contrario.

LIBRI NUOVI

HANDBUCH DER SPECTROSCOPIE,
von H. KAYSER.

2° volume in 8° di 696 pag. con 57 figure e 4 tavole.

(S. Hirzel, Lipsia 1902).

Il secondo volume di questa opera importantissima contiene la trattazione completa degli spettri di emissione e di assorbimento, divisa in nove capitoli.

Nei primi 5 capitoli, dopo l' esposizione delle diverse dimostrazioni teoriche e sperimentali, sia qualitative che quantitative, che sono state date della legge di Kirchkoff, si tratta la radiazione sia dei solidi che dei gas, passando in rivista critica i numerosissimi lavori che sono stati pubblicati in proposito. Da tale rivista resulta che finora non si ha una conoscenza chiara e sicura del meccanismo dell' emissione luminosa, specialmente nei gas. Incertezze simili si riscontrano riguardo alla natura ed alla causa degli spettri multipli e alla loro variabilità, all' azione che sugli spettri esercitano la pressione, la temperatura e il modo di produrli con la scarica elettrica; tantochè osserva giustamente il Kayser che dipende dalla esperienza personale, dalla cognizione o dall' ignoranza di determinati fatti e di determinati lavori, il ritenere per probabile o per falsa una ipotesi piuttosto che un' altra sopra un soggetto così complesso. Da ciò si comprende quanto possa esser grande l' aiuto che gli studiosi troveranno in questo libro, che contiene la rivista critica di tutto ciò che d' importante è stato pubblicato in proposito.

Il 6° capitolo tratta della luminosità delle righe spettrali, della loro larghezza e della loro inversione spontanea, che si presenta quando lo spessore del vapore è così grande, che il nucleo più caldo della sorgente luminosa sia circondato da uno strato di vapore più freddo assorbente.

Il 7° capitolo, scritto dal Dott. Konen, si riferisce al principio di Doppler. Dopo una rivista storica molto estesa, viene esposta la teoria in tutte le sue particolarità; ne vengono indicate le applicazioni, e son riferite le numerose esperienze fatte per costatarlo, sia nel campo dell' acustica che in quello dell' ottica.

Nel capitolo 8° è trattata con speciale competenza la struttura degli spettri, che ha formato l' oggetto di importantissimi studi del Kayser.

Il capitolo 9°, scritto dal Runge, espone la teoria dei fenomeni magnetoottici, partendo dal concetto degli elettroni, che si presta meglio di ogni altro per la spiegazione del fenomeno Zeeman.

Anche in questo secondo volume sono notevoli la chiarezza e la semplicità dell' esposizione, formanti uno dei molti pregi, che furon segnalati nel render conto del 1° volume di quest' Opera *(N. Cim.* (4), 12, p. 109).

A. STEFANINI.

THÉORIE NOUVELLE DE LA LOUPE ET DE SES GROSSISSEMENTS,

di M. G. QUESNEVILLE.

(Édit. — Librairie Scientifique A. Hermann. — Paris, 1902).

Nello studio delle lenti di ingrandimento mai finora si erano seguiti nell' interno dell' occhio i raggi convergenti dalla lente, nè si era mai pensato a mostrare sulla coroide l' immagine reale degli oggetti che si vedevano, immagine che doveva essere precedentemente formata perchè la retina secondariamente impressionata ne trasmettesse la visione al cervello.

Ora, poichè l' occhio ha un indice di rifrazione all'incirca uguale a quello dell' acqua, la rifrazione dell' occhio è tanto importante a considerarsi come quella dell' oculare stesso.

E non solamente l' occhio non può esser trascurato in quanto alla rifrazione, ma neppure in quanto all' ufficio fisiologico della retina, poichè le immagini virtuali tracciate alla visione distinta dell' occhio nudo non sono quelle che effettivamente si vedono.

Ciò costituisce un errore assai grave presentato da tutti i Trattati di fisica e che l' A. ha voluto eliminare con questo lavoro. M. PANDOLFI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIII, Settembre a Novembre 1901.

SARRAU E. *Sull' applicazione delle equazioni di Lagrange ai fenomeni elettrodinamici ed elettromagnetici* (pp. 421-425).

LIAUVILLE R. *Sull' equilibrio dei corpi elastici* (pp. 434-437). — I metodi proposti per lo studio dei corpi elastici in equilibrio, obbligano a ricerche che dipendono, non soltanto dal corpo considerato, ma anche dalle forze che gli sono applicate.

L'A. in questa Nota mostra la possibilità di ridurre a un problema unico tutte le quistioni di quella natura, riguardanti un corpo di data forma primitiva, qualunque siano le forze che lo mantengono in equilibrio dopo deformato: dimostra come il problema si riduce a calcolare gli effetti, sullo stesso corpo, di un solo sistema di forze, scelte convenientemente e d' altra parte note.

DE MONTESSUS DE BALLORE F. *Sulla impossibilità di rappresentare per mezzo di curve isofigmiche, la ripartizione dell' instabilità in una regione sismica data* (pp. 455-457). — Prendendo motivo dal terremoto indiano del 12 Giugno 1897, dimostra come le curve isofigmiche non si possa tenere conto per la rappresentazione della instabilità in una data regione, e conclude che occorre invece un metodo discontinuo, come discontinuo è essenzialmente il fenomeno stesso.

CORNU A. *Dimostrazione e uso delle formule relative al rifrattometro* (pp. 464-469). — L'A. mostra come le formule, date in un' altra sua Nota, per la determinazione completa in grandezza e direzione dei parametri ottici di un cristallo, possano essere stabilite in una maniera assai semplice.

L'A. divide le formule in due gruppi: il primo, puramente geometrico, dà gli angoli α, β, γ che la normale N alla faccia cristallina fa coi tre assi principali X, Y, Z, indipendentemente dalla grandezza di parametri $\left(a = \frac{1}{n_x},\ b = \frac{1}{n_y},\ c = \frac{1}{n_z}\right)$ dell' elissoide che caratterizza la superficie dell' onda luminosa nel cristallo,

Il secondo gruppo, al contrario, dipende essenzialmente da quei parametri in grandezza e in direzione.

MERCADIER E. *Sull' impiego simultaneo della telegrafia multiplex e della telegrafia ordinaria nello stesso circuito* (pp. 472-474). — Allo scopo di verificare quanto aveva annunziato in una precedente Nota circa l' impiego simultaneo, in uno stesso circuito, della telegrafia multiplex e della telegrafia ordinaria, l'A. ha stabilito interessanti esperienze fra Parigi e Bordeaux, di cui riferisce qui i risultati soddisfacentissimi.

Queste esperienze hanno mostrato, da una parte, che in un punto di un circuito metallico si possono, ad ogni istante, incrociare, senza confondersi, fino a venticinque moti elettrici simultanei, confermando così in modo notevole la legge dei piccoli movimenti; dall'altra parte che, sia fra due poste estreme collegate da un circuito di 700 o 800 chilometri di lunghezza, sia fra poste scaglionate lungo questo circuito, si possono scambiare più di 1300 telegrammi di 20 parole all'ora, dei quali 900 in un senso qualunque.

MASCART J. *Raggi luminosi divergenti a 180° dal sole* (p. 480). — L'A. in questa Nota descrive un fenomeno da lui osservato e di cui ignora la spiegazione.

Il 9 Settembre, mentre si trovava nelle vicinanze di Bréval, a dieci chilometri circa da Montes, vide, nella direzione approssimativa di quest' ultimo, tre larghi raggi luminosi divergenti, elevantesi a un' altezza di 30° sull' orizzonte, press' a poco simmetrici rispetto al raggio verticale: essi staccavano nettamente sul cielo molto coperto, piovoso, grigio piombo: il punto di emergenza era a 180 gradi dal sole.

La larghezza di questi raggi era di 30° per quello verticale, 35° per quelli obliqui: gli assi dei raggi obliqui erano inclinati di 50° circa sull' orizzonte: l' intensità luminosa era leggermente decrescente, andando dal raggio sud al raggio nord: la tinta bianco-gialla, intermedia tra la luce elettrica di un faro e quella di un pennacchio di sole veduto tra le nubi: i bordi erano leggermente pastosi; il punto di emergenza pareva sensibilmente al di sotto dell' orizzonte.

Dopo un quarto d' ora, l' intensità decrebbe rapidamente, e il fenomeno non tardò a sparire.

BOUSSINESQ J. *Problema della dissipazione, in tutti i sensi, del calore in un muro spesso a superficie raggiante* (pp. 497-502). — L'A. ricorda di avere dato in più Note comparse nei *C. R.* del Giugno e Luglio 1900, e i cui sunti comparvero già a suo tempo nel *N. C.*, un metodo semplice, per riportare un certo nu-

mero di problemi sul raffreddamento o riscaldamento dei corpi per raggiamento, ai problemi del raffreddamento o di riscaldamento degli stessi corpi per contatto. Esso consiste nel formare una funzione lineare Φ della temperatura u e delle sue prime derivate parziali in x, y e z, retta da equazioni esattamente analoghe, se non identiche, a quelle che verifica la temperatura u nel caso del contatto: di guisa che Φ viene espressa dalla stessa formula generale che risolve il caso particolare del contatto. Dopo di che la temperatura u si ottiene integrando l'equazione a derivate parziali, del primo ordine in x, y, z, leganti u alla funzione ausiliare Φ, fin d'ora nota.

In fatto di stati calorifici non permanenti, cioè in funzione del tempo t, l'A. non ha dato in quelle Note che esempi dove una sola coordinata x, figurava nella quistione. In questa Nota mostra che il metodo si applica ugualmente a esempi dove appariscono, insieme nel tempo t, le tre coordinate x, y e z.

PETOT A. *Sullo stato variabile delle correnti* (pp. 510-513). — Il problema che si è posto l'A. in questa Nota è quello di ricercare se non esistono, nei problemi sullo stato variabile delle correnti, risultati che si possono enunciare, senza conoscere le leggi di variazione delle diverse resistenze.

L'A. suppone il caso che si voglia introdurre un reostato H in un circuito P, percorso da una corrente sotto l'azione di una forza elettromotrice costante E, e che gli estremi del reostato mettano capo a due serrafili A e B, posti sul circuito P, separati da una resistenza trascurabile. Per metterlo in circuito occorre allora interporre fra A e B una resistenza ausiliare ρ, variante da zero a ∞.

Indicando con R e L la resistenza e il coefficiente di self-induzione del circuito P; con r e l gli stessi elementi per il reostato: con x, y e z le intensità delle correnti all'istante t in P, ρ, H, si ha durante il periodo nel quale le correnti tendono verso il loro regime normale:

$$x = z = \frac{E}{R+r} + \left(I_1 - \frac{E}{R+r}\right) e^{-\frac{t(R+r)}{L+l}}$$

La determinazione però di I_1 richiede in generale la conoscenza della legge delle variazioni della resistenza ρ. L'A. mostra due casi in cui si può fare quella determinazione senza conoscere questa legge:

1° Quando la resistenza ρ passa da zero all'∞ in un tempo t_1 cortissimo, si ha:

$$I_1 = \frac{E}{R}\,\frac{L}{L+l} + \epsilon$$

dove ε tende a zero con t_1, e si può trascurare se t_1 è piccolissimo rapporto alle due costanti di tempo r e r' dei due circuiti P e H. L'intensità così è inferiore, uguale o superiore all'intensità normale $\frac{E}{R + r}$, secondo che la costante di tempo del circuito principale P è inferiore, uguale o superiore alla costante di tempo del reostato H.

Per l'energia potenziale inoltre dissipata nella resistenza ρ, sotto forma di energia termica, si ha:

$$W = \frac{l}{2} \frac{E^2}{R^2} \frac{L}{L + l}.$$

2° Quando le due costanti r e r' sono uguali, le equazioni del problema ammettono una combinazione integrabile, che dà

$$R x + r z = E$$

e avendosi

$$x = y + z$$

si ricava

$$x = \frac{E + r y}{R + r}, \quad z = \frac{E - r y}{R + r};$$

e si vede che la corrente prende il suo valore di regime nei circuiti P e H, tosto che si è interrotta nel circuito ρ; questo, qualunque sia la legge delle variazioni di questa resistenza, senza alcuna ipotesi rispettiva sulla loro durata. Se poi si conosce questa legge, per determinare y in funzione del tempo si ottiene una equazione lineare del primo ordine, e il problema viene così ricondotto a due quadrature.

L'A. mostra quindi che si ottengono risultati analoghi ai precedenti, allorchè il circuito derivato H è il primario di una bobina d'induzione, e conclude che tali risultati si riscontrano sempre tutte le volte che lo stato variabile di un sistema di correnti è dovuto al fatto che alcune resistenze passano da zero all'∞.

DUHEM P. *Sulle onde che possono persistere in un fluido vischioso* (pp. 579 580). — L'A. dopo avere definito *onda di ordine n* per la funzione $f(x, y, z, t)$ una superficie S, se la funzione e le sue derivate parziali fino all'ordine $(n - 1)$ variano in maniera continua traversando la superficie, mentre almeno una delle derivate parziali di ordine n è discontinua, si propone il problema

di vedere se in seno a un fluido vischioso in movimento, possono sussistere onde per i sei elementi del movimento: u, v, w, ρ, π, T.

A questa quistione che si era proposto altra volta, l'A. aveva già risposto negativamente, supponendo che l'onda dovesse essere dello stesso ordine rapporto ai sei elementi. Togliendo invece questa restrizione, enuncia il seguente teorema:

In un fluido vischioso, cattivo conduttore o compressibile, o avente ambedue le proprietà, si può osservare un'onda di ordine n rapporto ad alcuni elementi del movimento e d'ordine superiore a n rapporto ad altri. Le due masse fluide che separa una tale onda, restano le stesse durante tutta la durata del movimento. Se il fluido è incompressibile e cattivo conduttore, l'onda di ordine n rapporto a T e a π è di ordine superiore a n rapporto a u, v, w. Se il fluido è compressibile e buon conduttore, l'onda di ordine n rapporto a ρ e π è di ordine superiore a n per T, u, v, w. Se il fluido è compressibile e cattivo conduttore, l'onda di ordine n rapporto a ρ, a T e a π, è di ordine superiore a n rapporto a u, v, w.

In un fluido vischioso, incompressibile e buon conduttore non è possibile alcuna onda.

CHESSIN A. *Sulla toupia di Foucault* (pp. 676-679). — Il problema di determinare il movimento di un solido di rivoluzione omogeneo, fissato per un punto del suo asse di figura alla superficie della terra, dopo avergli impresso una rotazione iniziale velocissima attorno a quest'asse mantenuto immobile rispetto alla terra, era già stato studiato da Gilbert, senza giungere a risolverlo.

L'A. applicando il metodo detto delle *perturbazioni*, dovuto a E. Bour, ne dà la soluzione, considerando l'influenza della rotazione terrestre sul movimento apparente della toupia come risultante di una forza perturbatrice.

BECQUEREL H. *Su alcuni effetti chimici prodotti dal raggiamento del radio* (pp. 709-712). — Dopo avere ricordato le azioni chimiche prodotte dal raggiamento del radio già studiate dall'A., da Curie, da Giesel e dal Berthelot, l'A. in questa Nota segnala fra i fenomeni esotermici dovuti alla stessa causa, la trasformazione del fosforo bianco in fosforo rosso e la riduzione del bicloruro di mercurio in presenza dell'acido ossalico.

Come complemento infine dell'azione distruttiva del raggiamento del radio sui tessuti organici, l'A. riferisce i risultati di una serie di esperienze intraprese da L. Matout, sulla germinazione dei grani esposti al raggiamento del radio prima di essere sotterrati. Da queste esperienze risulta che l'azione prolungata del raggiamento distrugge nel grano la facoltà di germogliare.

BLONDLOT R. *Su un metodo adatto a manifestare piccolissime cariche elettriche* (pp. 717-719). — In questa Nota l'A. descrive un elettroscopio o elettrometro idiostatico estremamente sensibile che gli ha permesso di rendere manifeste e determinare i segni di cariche piccolissime, che non gli era stato possibile di valutare con gli elettroscopi e cogli elettrometri più sensibili fin qui conosciuti.

MOREAU G. *Sulla curva adiabatica* (pp. 732-735). — L'A. per la curva adiabatica trova l'equazione:

$$\frac{c_0}{\mu-\beta}\left(\frac{PV}{P_0V_0}\right)^{\frac{\mu-\beta}{\beta}}+LV^{\frac{P_0V_0}{E}}=\frac{c_0}{\mu-\beta}\left(\frac{P_1V_1}{P_0V_0}\right)^{\frac{\mu-\beta}{\beta}}+LV^{\frac{P_0V_0}{E}}=\text{const}$$

dove c_0 è una quantità numerica legata al calore specifico c sotto volume costante dalla relazione $c = c_0 + a\,t$, essendo pure a una quantità numerica, P e V sono la pressione e il volume alla temperatura t, e P_1 e V_1 gli stessi elementi alla temperatura t_1: E l'equivalente meccanico del calore, e β il coefficiente che apparisce nel binomio $\alpha + \beta t$ supponendo che quel binomio sia uguale ad α', coefficiente di dilatazione; μ infine è un coefficiente tale che la curva rappresentata da $y = c_0\, e^{\mu t}$ si confonde *dentro certi limiti* coll'altra $y = c_0 + \alpha\, t$.

RAULIN V. *Sulle variazioni secolari del magnetismo terrestre* (pp. 760-762). — L'A. mostra come, le variazioni della declinazione e della inclinazione magnetica avvenute in questi ultimi trentacinque anni confermino l'ipotesi, da lui stesso enunciata nel 1866, di una rotazione del polo magnetico boreale attorno al polo terrestre, sulla parallela di 70°.

BLONDLOT R. *Sull'assenza di spostamento elettrico durante il movimento di una massa d'aria in un campo magnetico* (pp. 778-781). — Le teorie che Hertz e Lorentz hanno date della elettrodinamica per i corpi in movimento affermano ambedue che, allorquando in un campo magnetico si fa muovere una massa isolante normalmente alle linee di forza del campo, si produce in questa massa uno spostamento analogo a quello di cui Faraday e Maxwell ammettono l'esistenza nel dielettrico di un condensatore. Tuttavia queste due teorie non gli assegnano lo stesso valore: lo spostamento, secondo Lorentz, è uguale allo spostamento indicato dall'Hertz moltiplicato per il fattore $\frac{K-K_0}{K}$, dove K rappresenta il potere induttore specifico del dielettrico in movimento, e K_0 quello del vuoto. Ne risulta che, secondo Lorentz,

quando il dielettrico in movimento è l'aria, lo spostamento deve essere nullo, invece di avere una lunghezza finita, come vorrebbe la teoria di Hertz.

L'A. allo scopo di decidere fra le due teorie ha studiato sperimentalmente il caso dell'aria, e dai risultati ottenuti conclude che, nell'aria lo spostamento non esiste, ciò che è contrario alla teoria dell'Hertz, ma conforme a quella del Lorentz.

BLONDEL A. *Nuovo metodo per lo studio delle parole e delle correnti microfoniche* (pp. 786-789). — Perfezionando gli oscillografi ideati dall'A. stesso nel 1893, e tenendo conto dei risultati ottenuti dallo studio dell'arco cantante che hanno rilevato il mezzo di ampliare le correnti microfoniche per mezzo della risuonanza elettrica, l'A. ha ottenuto le caratteristiche corrispondenti alle vocali *a, e, i, o,* cantate, per quanto era possibile, sulla nota la_3.

CHASSY A. *Sulla formazione dell' ozono* (pp. 789 791). — Quando si fa passare il flusso elettrico nell'ossigeno si forma ozono in quantità relativamente debole. La proporzione di questo corpo cresce subito rapidamente, poi in seguito tende verso un limite, come nei fenomeni di dissociazione. L'A. ha studiato il modo col quale si accresce il titolo in ozono facendo passare il flusso elettrico durante un tempo sempre più lungo in una massa determinata di ossigeno, avendo cura di mantenere costante l'intensità della corrente.

La prima constatazione interessante che l'A. ha fatto è che la legge di accrescimento dell'ozono è la stessa, qualunque sia l'intensità della corrente elettrica, purchè nel caso di una corrente più debole se ne prolunghi l'azione.

Prendendo come unità di tempo, la durata del passaggio del flusso necessario per trasformare in ozono il $1/2$ per 100 della massa di ossigeno, l'A. nella seguente tabella riporta la legge di formazione numerica dell'ozono alla temperatura di 20°.

Durata	Quantità d'ozono	Durata	Quantità d'ozono
1	5	10	31,5
2	9,1	12	34,5
3	12,7	14	37,4
4	16,1	20	44
5	19,2	36	54
6	22,2	60	64,5
7	25,0	90	70,5
8	27,2	120	73,0

Questa tabella rappresenta la quantità totale d'ozono (in millesimi della massa totale) che si ottiene facendo agire la scarica su ossigeno puro, durante un tempo espresso in funzione della unità scelta.

La curva che rappresenta questi risultati è asintotica a una parallela all'asse dei tempi. La quantità di ozono tende verso un limite che dipende unicamente dalla temperatura e non dall'intensità della corrente, ma che è difficile, secondo l'A., determinare.

Becquerel H. *Su una modificazione nell'impiego del termometro elettrico per la determinazione delle temperature sotterranee al Museo di storia naturale* (pp. 800-803).

Compan. *Leggi del raggiamento a basse temperature* (pp. 813-815). — L'A. ha ripreso le esperienze di Dulong, Petit e Desains, studiando il raffreddamento di una sfera di rame di 2 cm. di diametro, annerita, di potere emissivo massimo, nella quale era introdotta una saldatura di una coppia rame-constantana i cui due fili permettevano di sospenderla al centro di un pallone di vetro del diametro di 8 cm. In questo pallone si poteva introdurre aria secca a pressioni diverse, o fare il vuoto con una pompa a sei cadute. Una piccola rondella di cartone annerito, tenuta dai due fili, completava la superficie del pallone e diminuiva l'influenza perturbatrice del collo.

Sperimentando in queste condizioni l'A. ha misurato le velocità del raffreddamento fra i seguenti limiti di temperatura:

1.° da 302° a 0°; 2.° da + 174°,8 a — 79°,2; 3.° da + 15° a — 182°,5 (aria liquida), e ha cercato di rappresentare i valori trovati colle formule di Dulong e Petit, di Stefan e di Weber, sul raggiamento.

I risultati ottenuti permettono all'A. di concludere:

1.° La formula di Dulong e Petit non si applica a quei risultati che nell'intervallo da 0° a 200° c.

2.° La formula di Stefan è quella che si applica meglio dalla temperatura di ebullizione dell'aria liquida fino a 302° tuttavia, a partire da 150° fino a 300°, essa darebbe velocità un po' troppo forti.

3.° La formula di Weber infine non si applica alle basse temperature; ma a partire da 100° circa fino al limite estremo di 302°, fino al quale ha operato l'A., essa presenta vantaggi su quella di Stefan e rappresenta meglio il fenomeno.

L'A. si riserva in una seconda Nota di esporre i risultati dovuti al raffreddamento dell'aria.

Blondlot R. *Sull'assenza di azione di un campo magnetico in una massa d'aria che è la sede di una corrente di spostamento*

(pp. 848-850). — Da una serie di esperienze descritte dall'A. in una precedente Nota risulta che quando si fa muovere una massa d'aria in un campo magnetico normalmente alle linee di forza, non si ha alcuno spostamento elettrico in questa massa d'aria. Ne viene correlativamente che una massa d'aria, sede di uno spostamento elettrico, non deve subire alcuna azione per parte di un campo magnetico.

L'A. dimostra questa proposizione notando che se ad essa si applica il principio della uguaglianza fra l'azione e la reazione, se ne conclude che una corrente di spostamento nell'aria non esercita alcuna azione magnetica e che, per conseguenza, la corrente di carica di un condensatore è una corrente aperta dal punto di vista magnetico. Ciò essendo una negazione di uno dei principi sui quali riposa la teoria di Maxwell, ne viene che se si vuol mantenere questa teoria, bisogna rinunciare al principio della reazione.

L'A. osserva che già Poincaré ha segnalato questa incompatibilità tra il principio della reazione e più teorie e dell'elettrodinamica, e conclude al pari di lui che non vede in questo fatto una ragione di rinunziare anticipatamente a quelle teorie la cui fecondità è attestata dalle scoperte capitali alle quali esse hanno dato origine.

Hemsalech A. *Determinazione di alcuni coefficienti di self-induzione* (pp. 863-864). — L'A. ha determinato sperimentalmente col metodo di Anderson, perfezionato da Fleming, i coefficienti di self-induzione delle bobine da lui adoperate nelle sue esperienze sugli spettri delle scintille elettriche, avendo riscontrati troppo alti i valori determinati per gli stessi coefficienti col calcolo.

Rimpiazzando i valori calcolati con quelli notevolmente più piccoli, dati dall'esperienza, l'A. ha trovato come grandezza delle self-induzioni che era utile impiegare per osservare gli spettri di alcuni metalli, i seguenti valori:

0,00286 *h* cobalto, zinco, magnesio, alluminio.
0,00689 » manganese, argento.
0,0254 » antimonio.
0,0419 » ferro, nickel, cadmio, stagno, piombo, bismuto, rame.

Mathias E. *Sulla distribuzione regolare della declinazione e della inclinazione magnetica in Francia al 1° Gennaio 1896* (pp. 864-867). — L'A. ha ricercato se, similmente a quanto aveva trovato per la componente orizzontale, le formule lineari che danno la legge di distribuzione della declinazione e della inclinazione magnetica nella regione di Tolosa, in funzione della latitudine e

della longitudine, potevano estendersi a tutta la Francia. Ha trovato che in questo caso le formule lineari dovevano rimpiazzarsi con formule di secondo grado a cinque o sei termini, ma che tali formule erano valevoli tanto per la Francia quanto per la Corsica.

Per la declinazione l'A. ha trovato che la differenza Δ D esistente tra la declinazione di un luogo X, al 1° Gennaio 1896, data da Moureaux, alla stessa epoca, è data dalla formula:

$$\Delta D = 0{,}42\,(\Delta \text{ long}) + 0{,}17\,(\Delta \text{ lat.}) + 0{,}000090\,(\Delta \text{ long})^2 + \\ + 0{,}000086\,(\Delta \text{ long.})\,(\Delta \text{ lat.}) - 0{,}000062\,(\Delta \text{ lat.})^2.$$

Fra le Δ D calcolate e le Δ D osservate ha trovato inoltre che esiste la relazione:

$$\Delta D\,(\text{oss.}) = D_{x,96} - 14°, 40',$$

dove $D_{x,96}$ è la declinazione della stazione X al 1° Gennaio 1896 data da Moureaux, e 14°, 40' la declinazione dell' osservatorio di Tolosa alla stessa epoca e secondo lo stesso autore.

Tenendo quindi conto che una data stazione è considerata regolare se la differenza fra le Δ D osservate e le Δ D calcolate non sorpassa, in valore assoluto, circa 3' e viene invece considerata irregolare se tale differenza raggiunge od oltrepassa 4', l'A. rileva che se alle stazioni visitate del Moureaux si aggiungono quelle della regione di Tolosa, si hanno più di 300 stazioni regolari situate in tutte le regioni della Francia, compresa la Corsica. Ne conclude che per quanto la declinazione sia fortemente influenzata da cause locali, anche nelle regioni dove gli strati superficiali non sono magnetici, pure non si può negare che questo elemento non obbedisca a una legge di distribuzione regolare come la componente orizzontale.

Per l' inclinazione, l'A. ha trovato, tenendo le stesse annotazioni della formula precedente, la formula, applicabile a tutta la Francia

$$\Delta I = 0{,}13\,(\Delta \text{ long.}) + 0{,}88\,(\Delta \text{ lat.}) - 0{,}000025\,(\Delta \text{ long.})^2 - \\ - 0{,}000050\,(\Delta \text{ long.})\,(\Delta \text{ lat.}) - 0{,}000200\,(\Delta \text{ lat.})^2$$

e l' altra:

$$\Delta I\,(\text{oss.}) = I_{x,96} - 61°, 4'.$$

Cercando di verificare la prima di queste formule rappresentare la legge della distribuzione regolare della inclinazione, ha

trovato che tale legge è data dalla formula molto prossima a quella:

$$\Delta I = -1',2 + 0,12373\,(\Delta \text{long.}) + 0,89410\,(\Delta \text{lat.}) - 0,000032(\Delta \text{long.})^2 - 0,0000531\,(\Delta \text{long.})\,(\Delta \text{lat.}) - 0,000227\,(\Delta \text{lat.})^2,$$

nella quale, il termine costante cambiato di segno, è l'anomalia della stazione di riferimento relativa alla inclinazione.

LAFAY A. *Sull' applicazione della camera chiara di Govi alla costruzione di un comparatore per regoli campioni* (pp. 867-869). — In una precedente Nota l'A. ha mostrato come si può utilizzare la camera chiara di Govi per realizzare diverse esperienze d'interferenza.

In questa Nota mostra come ricorrendo alle frangie d'interferenza si può utilizzare uno dei dispositivi allora descritti come comparatore ottico per regoli campioni il quale oltre presentare il vantaggio di evitare le deformazioni dovute ai contatti materiali, che si hanno nei comparatori ordinari, presenta pure l'altro di potere con esso operare su superfici connesse o concave, e di potere confrontare fra loro anelli campioni convenientemente scelti.

P. BACCEI.

Journal de Physique. T. 1, serie, 4ª.

Marzo, Aprile, Maggio 1902.

MAREY M. *Il movimento dell' aria studiato colla cronofotografia* (pp. 129-135). — Sono ricerche simili a quelle già fatte dall'A. alcuni anni or sono sui movimenti dei liquidi. Anche nel caso presente si tratta di rendere visibili e di fotografare dei fenomeni che sfuggono alla vista. Un apposito dispositivo permette di regolare la corrente d'aria su cui si sperimenta e di cui si possono rendere visibili e fotografabili movimenti immettendovi del fumo ed illuminandoli con un lampo di magnesio.

CORNU A. *Determinazione dei tre parametri ottici principali di un cristallo, in grandezza e direzione, col rifrattometro* (pp. 136-147).

CAMICHEL e BAYRAC. *Studi spettrofotometrici sopra gl' indofenoli* (pp. 148-151). — Gli indofenoli sono corpi ben definiti, cristallizzati che contengono nelle loro formule, alcuni due azoti terziari, altri un azoto terziario e un azoto primario. Si verifica facilmente che le loro soluzioni nell'alcool, etere, solfuro di carbonio hanno un coefficiente di assorbimento proporzionale alla concentrazione. Il minimo di trasparenza che si trova nel giallo è dunque invariabile quando cambia la concentrazione.

Ricercando l'influenza del solvente sulla posizione del minimo di trasparenza, si verifica che la legge di Kundt non si applica ai corpi studiati.

Una sostituzione in *orto* nel fenolo da cui deriva l'indofenolo produce uno spostamento considerevole del minimo di trasparenza qualunque sia il solvente. Questo spostamento è diretto dal rosso verso il violetto.

Una sostituzione in *meta* nel fenolo, da cui deriva l'indofenolo produce uno spostamento del minimo di trasparenza, sempre molto più debole del precedente e spesso trascurabile. Esso è diretto quando verso il rosso, quando verso il violetto.

Quando un azoto terziario è sostituito da un azoto primario, il minimo di trasparenza si sposta sempre verso l'estremo più rifrangibile dello spettro, qualunque sia il solvente.

MAURAIN CH. *Sopra le proprietà magnetiche di lamine molto sottili di ferro e di nickel* (pp. 151-156). — Studiando la magnetizzazione di un deposito elettrolitico di ferro ottenuto in un campo magnetico l'A. segnalò la particolarità seguente: la deviazione di un magnetometro sul quale agisce il deposito in formazione sarebbe rappresentata in funzione del tempo da una retta, se lo spessore del ferro deposto nell'unità di tempo e l'intensità di magnetizzazione acquistata da ogni strato restassero costanti. Ora l'esperienza mostra, che, restando fisse le condizioni dell'elettrolisi, la curva che rappresenta la deviazione è una retta fuorchè nella parte iniziale dove presenta una leggera concavità verso l'alto: il suo coefficiente angolare cresce in modo continuo fino al valore corrispondente alla parte rettilinea. L'interpretazione di tale andamento è che nel deposito elettrolitico apparirebbe una magnetizzazione ben definita solo quando lo spessore raggiunge un certo valore, e che l'intensità di magnetizzazione degli strati superficiali è più debole dell'intensità normale.

Nel presente lavoro, l'A. ha fatto formare depositi di ferro su elettrodi differenti (ottone, argento, rame, oro, platino) ed ha trovato che la natura del catodo non esercita alcuna influenza; lo spessore limite a partire dal quale apparisce uno strato di proprietà definite è di circa 83 $\mu\mu$ (milionesimi di millimetro); la perturbazione iniziale delle curve sparisce quando il campo nel quale è ottenuto il deposito è assai intenso.

Esperienze simili sono state fatte col nickel pel quale l'intensità di magnetizzazione degli strati superficiali è più grande di quella degli strati profondi, e lo spessore limite è vicino a 200 $\mu\mu$.

L'A. finalmente discute e confuta l'obiezione che si può muovere che cioè la parte iniziale della curva sia dovuta non ad

una variazione delle proprietà magnetiche, ma ad una perturbazione durante l'elettrolisi.

CHEVALIER H. *Sopra le variazioni di resistenza elettrica dei fili di lega platino-argento sottoposti a variazioni di temperatura* (pp. 157-163). — Quando si scalda un conduttore metallico dalla temperatura T_0 alla temperatura T_1 e si raffredda in seguito da T_1 a T_0, la resistenza elettrica passa da un valore R_0 a un valore R_1 e la modificazione permanente della resistenza stessa è uguale a $R_0 - R_1$.

L'A. si propone di studiare le modificazioni permanenti della resistenza elettrica di una serie di fili di lega platino-argento, sotto l'influenza delle temperature comprese tra la temperatura ambiente T_0 e quella del rosso vivo.

I resultati ottenuti sono i seguenti:

1° Quando si fa oscillare un gran numero di volte la temperatura del filo fra T_0 e T_1, la sua resistenza R prende a T_0 dei valori successivi R_0, R'_0, R''_0 sempre più piccoli e tali che la differenza $R_0 - R'_0$ $R_0 - R''_0$ diminuisce sempre senza mai annullarsi; si avvicina cioè a un valore limite R_1.

2° Il limite R_1 non è unico e definitivo e basta portare il filo per alcuni istanti a una temperatura T_2 superiore a T_1, per ottenere un nuovo limite R_2. Ripetendo un gran numero di volte tale operazione si ottiene una serie di limiti sempre più ravvicinati gli uni agli altri che tendono verso un limite nuovo (limite dei limiti).

3° L'influenza della temperatura T_2 sul limite dei limiti è considerevole: esso presenta un massimo per $T_2 = 320°$ e un minimo per $T_2 = 480$.

4° Purchè T_2 non oltrepassi 320 il limite dei limiti è indipendente da T_2.

L'A. termina enumerando alcune applicazioni pratiche dei suoi resultati sperimentali.

BOUASSE H. *Sopra le focali nei mezzi isotropi* (pp. 201-207).

PAILLOT R. *Ricerche sopra le forze elettromotrici di magnetizzazione* (pp. 207-228). — Immergendo in un elettrolito suscettibile di attaccarle, due sbarrette di una sostanza magnetica e facendo agire sopra una di esse un campo magnetico, il sistema funziona come una pila.

L'A. si è proposto di ricercare quello che diviene la f. e. m. di magnetizzazione per campi molto intensi; di studiar la variazione colla temperatura; ed ha operato con ferro dolce, con acciaio ordinario e al nickel, col nickel puro e col bismuto,

Il liquido nel quale pescavano gli elettrodi era acqua distillata, priva d'aria e nella quale venivano aggiunte piccole quantità d'acido acetico o di acido ossalico.

Pel ferro dolce l'A. perviene alle conclusioni seguenti :

1° Per una temperatura data la f. e. m. di magnetizzazione non aumenta col campo, ma tende verso un limite determinato.

2° Il valore del campo pel quale tal f. e. m. è raggiunta varia col variare del ferro.

3° La f. e. m. aumenta colla temperatura ; la variazione è tanto più grande quanto più il campo magnetico è intenso.

4° Il campo pel quale è raggiunto il limite della f. e. m. è sensibilmente lo stesso per temperature comprese tra 4° e 66°.

Conclusioni relative ai diversi campioni di acciaio:

1° La f. e. m. tende verso un limite quando aumenta l'intensità del campo magnetico.

2° Il limite della f. e. m. non è lo stesso per un acciaio vergine che per un acciaio che ha già subìto l'azione di un campo magnetico intenso.

3° La f. e. m. aumenta con la temperatura ed anche questo aumento tende ad un limite.

Pel nickel e il bismuto, la f. e. m. di magnetizzazione è molto debole: per il primo cresce colla temperatura, diminuisce invece pel secondo.

Maltèzos C. *Sopra i fenomeni della retina* (pp. 228-233).

Delvalez G. *Vaso a eccedenza* (pp. 234-237). — L'A. enuncia alcune applicazioni di questo vaso come determinazione di densità di solidi più e meno pesanti dell'acqua e di liquidi, nonchè per ricerche su fenomeni capillari.

Sagnac G. *Sopra la resistenza elettrica di un conduttore magnetico o diamagnetico percorso da una corrente variabile e posto in un campo magnetico* (pp. 237-238).

Blondel A. *Sopra gli oscillografi* (pp. 273-302). — L'A. dà nella prima parte di questa Memoria una descrizione dei più recenti modelli di oscillografi del tipo a banda vibrante e del tipo bifilare; nella seconda parte una esposizione della loro teorica comparata a quella dell'antico tipo a sbarra di ferro dolce.

Benedicks C. *Studi sopra la distanza dei poli delle calamite* (pp. 302-307). — Secondo la definizione generalmente accettata la distanza dei poli è $L = \frac{M}{m}$, designando M il momento magnetico ed m la massa magnetica di ciascuno dei poli. La determinazione di L è dunque assai semplice; tuttavia esistono poche determinazioni di L che non dànno luogo ad obiezioni. L'A. indica

ciò che sembra avere più interesse rinviando per maggiori dettagli al suo lavoro *Unterschungen über den Polabstand magnetisirter Cylinder* pubblicato nel *Bihang t. k. Svenska Vet-Akad. Handl.* 27, I, n. 05, 1902, Stockholm.

KORDA D. *L' influenza del magnetismo sopra la conducibilità calorifica del ferro* (pp. 307 311). — L'A., sperimentando su dischi e sbarre di ferro dolce trova che la conducibilità calorifica del ferro dolce subisce una dimiuuzione nella direzione delle linee di forza magnetiche, resta invece invariata nella direzione delle linee equipotenziali, indipendentemente dal senso della forza magnetizzante. I resultati ottenuti stabiliscono una certa analogia tra le proprietà dei corpi ferromagnetici e quelle dei cristalli uniassi.

La dissimetria prodotta nella massa del ferro dal campo magnetico influisce sulla propagazione del calore: tale influenza si può studiare con un dispositivo simile a quello del de Sénarmont per la conducibilità calorifica dei cristalli.

MACÉ DE LÉPINAY J. *Proiezioni stereoscopiche* (pp. 311-312). L'A. descrive un modo per rendere visibile simultaneamente da tutti i punti di una sala il rilievo apparente delle proiezioni stereoscopiche.

HOULLEVIGUE L. *Sulla preparazione del ferro col processo Goldschmidt* (pp. 312-314). M. ALLEGRETTI.

Drude's Annalen, Vol. 4°, N. 4, (seguito) e Vol. 5°, N. 5, 1901.

BERNDT G. *Intorno agli spettri di bande dell'allumina e del nitrogeno* (pp. 784-796). — L'A. costata che lo spettro di bande dell' allumina, misurato dall' Hasselberg e su la cui origine vi erano divergenze d' opinione, appartiene non già al metallo ma al suo ossido. All' infuori di detto spettro egli osserva nella parte ultravioletta un altro spettro di bande identico per una serie intera di metalli, il quale secondo l'A. è da ascriversi al nitrogeno dell' atmosfera. L'A. riporta in questa Nota le lunghezze d' onda di codesto spettro.

KÖNIGSBERGER I. *Sulla dipendenza dalla temperatura dell' assorbimento della luce nei solidi* (pp. 796-811). — La dipendenza dalla temperatura dell' assorbimento della luce nei solidi si esprime col mezzo di due leggi: allorchè pei corpi metallici l' assorbimento rimane pressochè inalterato nell' intervallo di temperatura da 10° a 360°, nelle sostanze non metalliche possedenti assorbimento selettivo, all' aumentare della temperatura corrisponde

uno spostamento delle curve d'assorbimento verso le lunghezze d'onda crescenti e in alcuni casi un allargamento dell'intervallo d'assorbimento, il cui massimo non subisce però modificazione notevole.

MIZUNO J. *Sull' influenza d' una resistenza priva d' autoinduzione sulla scarica oscillatoria dei condensatori* (pp. 811-815). — Aggiungendo in parallelo una resistenza priva d'autoinduzione al circuito di scarica d'un condensatore, si aumenta la resistenza apparente di quest'ultimo e allo stesso tempo lo smorzamento delle oscillazioni di quantità crescenti al decrescere di codesta resistenza. Diminuendo la resistenza al di là di un valore limite, si ottiene una scarica aperiodica. Allorchè generalmente non avvengono oscillazioni della scarica in un circuito privo di induttanza, nel caso in esame tali oscillazioni vengono costatate.

NABER H. A. *Sul barometro ad aria* (pp. 815-828). — Ricordata la disposizione degli antichi apparecchi di Archimede, del Caswell e di altri fisici, l'A. descrive alcuni tipi di barometro ad aria da lui ideati ed usati. Preconizzando l'uso di quello strumento oggidì quasi dimenticato per vari fini, cita gli analoghi dispositivi offertici dalla natura stessa.

GOLDHAMMER D. A. *Intorno all' equazione spettrale del platino bianco* (pp. 828-834). — Considerazioni analitiche intorno a detta equazione e discussione delle formole proposte da vari autori.

GOLDHAMMER D. A. *Sulla pressione dei raggi luminosi* (pp. 834-853). — Basandosi su delle considerazioni termodinamiche, Bartoli aveva dedotto che i raggi luminosi cadenti normalmente sopra una superficie perfettamente riflettente esercitino su di essa una pressione eguale al doppio dell'energia dei raggi incidenti contenuta nell'unità di volume: $p = 2e$. Altri autori, generalizzando il risultato del Bartoli, lo hanno trovato in perfetta concordanza colle deduzioni elettromagnetiche del Maxwell. Ora l'A., in supplemento dei ragionamenti precedenti alquanto rudimentari, dà la teorica completa di quei fenomeni.

FROMME C. *Sul magnetismo del ferro* (pp. 853-856). — Critica dei risultati riportati dal Kalitscher nel terzo volume degli *Annali* (p. 683).

JAEGER W. e LINDECK ST. *Ricerche intorno alle pile campioni, specialmente intorno alla pila al cadmio di Weston* (pp. 1-51). — Per le misure di alta precisione, quali vengono eseguite nelle sezioni analoghe all'Istituto fisico-tecnico Imperiale di Charlottenburg, è di somma importanza il conoscere accuratamente le proprietà delle pile campioni usuali ed il poter disporre di un certo numero di campioni secondari di varia età, i quali dopo di

essere stati confrontati fra loro una volta per tutte, vengono sottoposti ad un nuovo confronto scambievole, tutte le volte che si vuole verificare la stabilità degli strumenti usati. Ora le osservazioni del Cohen [1]) avevano messo in dubbio l' attendibilità della pila di Weston, la quale si presterebbe in modo speciale al fine suaccennato, in grazia della piccolezza del suo coefficiente di temperatura.

Gli A. riferiscono qui le misure da loro eseguite, onde accertare il rapporto fra le f. e. m. della pila di Clark e quella al cadmio a soluzione satura, costatandone la perfetta concordanza colle analoghe misure eseguite nell' Istituto sovraccitato fin dal 1896 e verificando la validità per ambi i tipi di pila normale delle formole di temperatura altravolta stabilite. Le pile al cadmio contenenti un amalgama al 14,3 $^{0}/_{0}$, identiche colle pile esaminate dal Cohen, pur scostandosi notevolmente dal valore normale in vicinanza dello zero, ridiventano servibili sin da 10°, allorchè quelle contenenti un amalgama meno concentrata, fra 12 e 13 $^{0}/_{0}$, sono affatto prive di qualsiasi valutabile irregolarità, risultato ciò verificato con 80 elementi diversi. L' A. ha già rilevato che il comportamento osservato dal Cohen sia da ascriversi, non già all'esistenza d' un punto di trasformazione del solfato di cadmio, analogamente a quello che avviene nel caso della pila di Clark, ma a dei fenomeni tuttora mal conosciuti producentisi in seno all' amalgama di cadmio.

Criticate le ricerche del Cohen, gli A. preconizzano l' impiego della pila di Weston come pila campione.

Dieterici C. *Calcolo delle isoterme* (pp. 51-89). — L'A. ha già dimostrato che onde calcolare le densità critiche in base all' equazione di stato del Van der Vaals, non sia ammissibile il supporre la pressione capillare $\pi = \frac{a}{v}$, dovendo quella grandezza essere pure funzione della temperatura. Prendendo le mosse dai concetti cinetici usati da Jager e da Voigt, l' A. ha pure calcolato il valore teorico di π in funzione del volume e della temperatura.

Tornando su quella interessantissima questione, l'A. in questa Memoria espone il modo di dedurre lo stesso valore in base ai noti ragionamenti della termodinamica, valendosi, invece di concetti cinetici non privi d'arbitrarietà, d'un principio basato sulla legge di ripartizione del Maxwell.

1) Cohen, Ann. d. Phys., 2, p. 863, 1900. Vedasi anche la nota del Jaeger riassunta nel *N. C.*, (4), vol. 9, p. 482.

Nell' equazione del Van der Waals

$$p + \pi = \frac{R\vartheta}{v - b}$$

viene considerata la somma della pressione attuale p e della pressione capillare π come quantità incognita P, rappresentando P la pressione d' una sostanza priva di coesione a molecole di estensione finita. Si calcola poi col mezzo delle equazioni della termodinamica il lavoro A eseguito da una siffatta sostanza espandentesi isotermicamente dal volume v della sostanza provvista di coesione al volume v_a spettante alla sostanza priva di coesione, essendo la pressione p. Con detto lavoro si ha il modo di scomporre la pressione totale P nelle componenti p e π.

Si tratta pertanto di poter precisare la natura di A. Con una prima approssimazione molto grossolana si giunge al risultato che A sia inversamente proporzionale al volume occupato dalla sostanza coesiva alla pressione p e a temperatura costante. Introducendo questo valore nella formola si ottiene per p una espressione, la quale, pur essendo affatto diversa da quella del Van der Waals, risulta al pari di quest' ultima atta a rappresentare la continuità dello stato liquido e dello stato gazzoso. Applicando le formole ricavate all' isopentano, si ottiene una concordanza fino a qualche per cento colle osservazioni, pure supponendo b costante. Onde perfezionare quei calcoli pel caso più generale di $b = f(v)$, si è costretti di fare una ipotesi circa la natura di codesta funzione. Le ipotesi fatte dall' A. forniscono un accordo soddisfacente assai colla esperienza per tutte le isoterme dell' isopentano. In seguito viene determinata la dipendenza del lavoro A dalla temperatura, rimanendo così descritto lo stato gazzoso mediante l' equazione

$$A = \int_{v}^{v_a} P \, . \, dv = R \vartheta_k \, a \, \frac{v_k}{v} \, \frac{\vartheta_k^{\frac{1}{2}}}{\vartheta^{\frac{1}{2}}}$$

essendo a un fattore da ricavarsi dai dati critici e probabilmente vicino a 2 per tutte le sostanze normali.

Applicando le regole empiriche ottenute al calore di evaporazione dell' isopentano, l'A. mostra come esse rappresentino pure lo stato liquido. Estendendo poi codesti calcoli ad altri corpi, stabilisce la validità universale dei procedimenti usati in questo lavoro.

STARK J. *Contribuzioni alla teoria delle correnti elettriche nei gas* (pp. 89-113). — Questo lavoro di indole puramente teorica,

che fa seguito ad una precedente Memoria dell'A. pubblicata nel vol. 4 (pp. 402) degli *Annali* (vedasi *Nuovo Cim.*, (5), 3, p. 329) ed a parecchi lavori anteriori, non si presta ad un breve riassunto.

KÖNIGSBERGER S. *Sulla dipendenza delle costanti dielettriche etc. dalla pressione e dalla temperatura* (pp. 113-121). — In grazia della legge della conservazione dell' energia combinata colla teoria di Maxwell si ha il modo di trovare la forma più semplice, di cui sono suscettibili le formole esprimenti la dipendenza delle costanti dielettrica e di magnetizzazione e dell' indice di rifrazione dalla pressione e dalla temperatura. L'A., a fine di dedurre codesta regola, si vale di un processo ciclico reversibile. Le formole ottenute diversificano in modo notevole dalle analoghe equazioni del Thomson, del Drude, del Duhem e di altri.

JOHNSON K. R. *Costanza o incostanza del potenziale esplosivo* (pp. 121-136). — In una precedente Nota l'A. aveva ricordato la esperienza del Wollaston secondo la quale si ottiene uno sviluppo di gaz esplodente ad ambedue gli elettrodi, impiegando degli elettrodi a punte collegati ai conduttori d' una macchina statica. Onde spiegare detto fenomeno, l'A. aveva ritenuto che le punte vengano caricate alternativamente con elettricità positiva e negativa, avvenendo cioè un moto periodico di elettricità previamente alla scarica.

In questa Nota il Johnson riporta i risultati di nuove ricerche intraprese a fine di confermare quella maniera di vedere, intercalando gli elettrodi di Wollaston nel circuito secondario d'un trasformatore di Tesla. In seguito l'A. discute le condizioni di scarica e qualche irregolarità che si presenta in proposito.

KORN A. *Sulla superficie chiara « I » del Jaumann* (pp. 136-140). — L'A. ripetute qui le esperienze del Jaumann, propone come prima spiegazione del fenomeno suaccennato, col quale detto sperimentatore appoggia la propria teoria delle onde longitudinali nei tubi vuoti d' aria, l' ipotesi che le vibrazioni di Hertz si propaghino negli elettrodi e che l' elettricità scorra dai punti vibranti fortemente più facilmente che non dai punti a vibrazione debole.

SCHULTZE H. *L' attrito interno dell' argon e la sua variazione colla temperatura* (pp. 140-166). — Nelle investigazioni di Lord Rayleigh il procedimento seguito non era privo di imperfezioni. L'A. determina pertanto l' attrito interno dell' argon secondo un metodo più perfetto, per quanto analogo a quello usato dal fisico inglese.

Il valore da lui trovato sia per l' attrito stesso sia pel coefficiente di temperatura è un poco più elevato del valore dato da

Lord Rayleigh, essendo la divergenza più grande per quest' ultima grandezza. Da queste misure l'A. ricava il risultato che contrariamente alle previsioni teoriche il cammino libero sia funzione della temperatura anche per i gaz monatomici. La formola del Sutherland rappresenta abbastanza bene il comportamento del coefficiente in esame.

BREITENBACH P. *Sull' attrito interno dei gas e la sua variazione colla temperatura* (pp. 166-170). — L' A., dietro invito di O. E. Meyer, intraprende una verifica della teoria del Sutherford, da cui risulta che detta teoria va d'accordo coi dati della esperienza.

AUERBACH F. *Le figure d' equilibrio delle polveri* (pp. 170-220). — All' infuori degli stati liquido e solido si può considerare uno stato partecipante delle proprietà di ambedue e che segue delle leggi speciali; lo stato polverulento.

L'A., studiando qui le figure d'equilibrio delle polveri mediante un nuovo procedimento, giunge fra l' altro alle seguenti conclusioni:

1. La superficie normale di livello è piana.

2. In vicinanza delle pareti solide avvengono degli effetti di contatto ben definiti.

3. La figura d' equilibrio a base ciclica è la metà inferiore di un iperboloide di rotazione, le cui costanti sono funzioni di quelle della polvere.

4. Sopra una base munita di un foro circolare si osserva un cratere generato dalla rotazione intorno all' asse verticale della metà superiore d' un ramo d' iperbole.

5. Le figure generate sopra poligoni regolari sono delle piramidi a costole e punte arrotondate.

6. A parità di circostanze, l' arrotondamento è proporzionale alla grandezza dei grani.

7. Le costole acute costituiscono delle linee di declività minima, mentre le costole arrotondate sono linee di declività massima.

8. La declività diminuisce in generale, dal basso all' alto, purchè non sia costante.

9. La pendenza normale fu trovata fra 21° e 36°; essa è più grande pei grani piccoli, acuti e angolosi, pei grani leggieri e a superficie ruvida.

10. Per una medesima polvere la declività può assumere tutti i valori compresi fra 0° (punta di cono) e 90° (sopra foro abbastanza piccolo).

Tutti quanti i risultati sovrammenzionati vengono dedotti in perfetta concordanza sia dalla teoria che dalla esperienza.

SCHAEFER C. *Sull' influenza della temperatura sull' elasticità dei metalli* (pp. 220-234). — Le proprietà elastiche dei metalli riescono più o meno dipendenti dalla temperatura, essendo sia il modulo d'elasticità che quello di torsione in generale funzione lineare dalla temperatura.

Essendo però il coefficiente di temperatura del modulo di torsione più grande di quello del modulo d'elasticità, la grandezza μ aumenta al crescere della temperatura e tende verso il limite superiore $^1/_2$. La grandezza di entrambi questi coefficienti di temperatura l'A. la trova essenzialmente dipendente dai coefficienti di dilatazione termica e dalla temperatura di fusione. Una parte di quei risultati va d'accordo con quelli trovati dal Katrenelsohn.

L'elasticità residua si comporta pressochè egualmente per tutti i metalli che la possedono in grado rilevante. Il limite d'elasticità varia in senso inverso della temperatura in tutti i casi investigati.

FELGENTRAEGER W. *Intorno alla Memoria del Middel: Variazione termica della sensibilità delle bilancie avvenente in causa della deformazione cagionata dal riscaldamento* (pp. 234-236). — L'A., pur non credendo inverosimile la spiegazione del Middel, accenna ad un altro modo di dar ragione del fenomeno.

LEHMANN O. *Cristalli liquidi* (pp. 236-240). — Risposta alla critica del Tammann pubblicata nel quarto volume (p. 524) degli *Annali.*

JAEGER G. *Sulla distribuzione dell' elettricità alla superficie d'un elissoide* (p. 240). — Jaeger fa risultare la priorità dello Stefan rispetto alle deduzioni teoriche di Dörrie (*Ann. d. Phys.* 4, p. 638, 1901). A. GRADENWITZ.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 2, 1901.

Lord KELVIN. *Le nubi del XIX secolo sulla teoria dinamica del calore e della luce* (pp. 1-40). — La bellezza e la chiarezza della teoria dinamica, che asserisce il calore e la luce esser modi di movimento, è adesso oscurata da due nubi. La prima si riferisce al modo di spiegare come la terra si possa muovere attraverso un solido elastico, quale essenzialmente è l'etere luminifero; e la seconda è relativa alla legge di Maxwell-Boltzmann sulla ripartizione dell' energia.

Quanto alla prima, per poter conciliare l' immobilità del mezzo che è richiesta dall' aberrazione della luce delle stelle, collo spostamento degli atomi materiali nel mezzo stesso, il Kelvin

suppone che gli atomi consistano in perturbazione dell' etere o per condensazione o per rarefazione, e rimandando al suo Rapporto al Congresso di Fisica di Parigi, che tratta una questione connessa con questa, egli qui studia specialmente il caso di un atomo sferico. Dalle considerazioni che fa l' A. resulta che uno spostamento periodico dell' atomo dà origine a vibrazioni longitudinali e trasversali, e queste ultime producono le onde luminose.

La seconda difficoltà, consiste nel dover ammettere che l' energia cinetica di una molecola di un gas si ripartisca ugualmente, in media, fra i diversi gradi di libertà e specialmente fra quelli che corrispondono ai movimenti da cui hanno origine le vibrazioni luminose. Lo spettro complicato dei gas, anche di quelli monatomici, condurrebbe ad ammettere un numero assai grande di gradi di libertà, ciò che pel rapporto fra i calori specifici darebbe un valore vicinissimo all' unità, contrariamente ai resultati sperimentali.

Sottoponendo al calcolo un numero rilevante di casi semplici, relativi a particelle sferiche o allungate, pesanti o no, e moventisi in spazi di forme svariate, l' A. ha ottenuto resultati contrari alla legge dell' ugual repartizione dell' energia cinetica, che secondo l'A. dovrebbe quindi esser rigettata.

Barus. C. *L' assorbimento del fosforo ionizzato. Emanazione entro tubi* (pp. 40-49). — Come i raggi di Röntgen, di Becquerel e di Lenard, anche i prodotti che emanano dal fosforo condensano un getto di vapor acqueo cui conferiscono un colore tanto più bleu quanto maggiore è il volume dell' aria che, dopo esser passata sopra i frammenti di fosforo, è portata a contatto del vapore.

Proseguendo i suoi studi su questo soggetto l'A. determina in qual modo l' aria perde la suddetta proprietà allorchè circola entro tubi di natura e di dimensioni diverse. A differenza di ciò che avviene nei gas resi conduttori, sembra che nel caso ora studiato la conduttività elettrica del tubo non abbia influenza, talchè i nuclei di condensazione non subirebbero l' azione di forze elettriche.

Wilderman M. *Sulla velocità della reazione prima dell'equilibrio completo e prima del punto di transizione ecc.* (pp. 50-92). — Le condizioni dell' equilibrio chimico che furono stabilite dal Gibbs, presuppongono il sistema sottratto alle azioni esterne; invece l'A. ha introdotto in quelle equazioni anche i potenziali relativi alla gravità, al magnetismo, al potenziale cinetico e a quello chimico. Egli giunge così a stabilire che se in un sistema, le diverse componenti indipendenti sono affette da più di un poten-

ziale, la condizione necessaria e sufficiente perchè vi sia reazione è che la somma di tutti i potenziali di ciascuna di tali componenti non sia costante in tutta la massa.

Scopo principale di questo lavoro era peraltro la determinazione della velocità delle reazioni termiche, chimiche e meccaniche, prima che sia raggiunto l'equilibrio; e nelle sue ricerche l'A., per determinare la temperatura ad ogni istante si è servito di un termometro a filo di platino, formante uno dei lati di un ponte Wheatstone, e le variazioni della cui resistenza erano registrate fotografando su una carta fotografica, mossa da un sistema d'orologeria, le deviazioni di un galvanometro Kelvin.

Con tal processo l'A. ha studiato la velocità di solidificazione dell'acqua, di fusione del ghiaccio, e la cristallizzazione dei sali nelle loro soluzioni soprasature. Le curve galvanometriche, che hanno tutte lo stesso andamento e presentano un punto d'inflessione, hanno le parti concave e convesse presso a poco logaritmiche.

Da tali curve si può dedurre la relazione

$$\frac{dT}{d\tau} = K' (T_0 - T) (T - T' + K)$$

dove T è la temperatura al tempo τ, T_0 la temperatura d'equilibrio, T' quella cui il sistema è stato portato al di là dell'equilibrio. K e K' sono costanti, che dipendono dalla natura della reazione, da quella del solvente e del soluto, dalla sua concentrazione, dalla temperatura ecc.

Brooks H. *Smorzamento delle oscillazioni nella scarica di un condensatore* (pp. 92-108). — Lo studio dello smorzamento è stato fatto mediante il rivelatore magnetico del Rutherford, cioè misurando la smagnetizzazione che la scarica produce in un fascio di fili di acciaio. Se la prima mezza oscillazione della scarica è di senso tale da magnetizzare il fascio, l'effetto prodotto è maggiore di quello dovuto alla seconda mezza oscillazione. Il decremento della scarica è misurato dal rapporto fra gli archi di cerchio che debbono esser percorsi da due scariche di senso inverso per produrre la stessa smagnetizzazione.

Dalle esperienze fatte l'A. deduce che la resistenza della scintilla cresce con la lunghezza e diminuisce al diminuire della pressione; e che lo smorzamento prodotto da fili di ferro è molto maggiore che con altri metalli.

Hilton H. *Nota ulteriore sull'equazione di Van der Waals* (pp. 108-118). — Continuazione della Nota pubblicata nel fascicolo di Maggio 1901, (cfr. *N. Cim.*, (5), 3, p. 334).

Langley S. P. *Il nuovo spettro* (pp. 119-130). — Presentando all'Accademia nazionale delle scienze di Washington un suo libro che contiene l'esposizione del suo lavoro di venti anni per lo studio dello spettro solare, l'A. insiste sul fatto che il bolometro gli ha permesso di scoprire e di studiare un nuovo spettro, cioè la porzione compresa fra le lunghezze d'onda 1,8 μ a 5,3 μ.

Dal confronto delle curve d'intensità dello spettro, si può poi fin d'ora affermare l'esistenza di una variazione regolare con le stagioni.

Una bella tavola litografica riproduce lo spettro nuovo osservato dall'A. colla ripartizione dell'energia nelle sue varie parti.

Rose-Innes J. *Sul raggiungimento pratico della scala termodinamica per le temperature* (pp. 130-144). — In questa Memoria l'A. mostra come possa svilupparsi la teoria del termometro a gas, in modo da poter facilmente dedurre dalle sue letture la temperatura assoluta.

Applicando poi le formule ottenute alla determinazione del punto di fusione del ghiaccio e servendosi dei dati sperimentali del Chappuis, trova la temperatura di 273°,361 servendosi delle misure fatte col termometro ad azoto, e di 273°,153 basandosi su quelle fatte col termometro a idrogeno. La differenza di 0°,208, superiore d'assai agli errori sperimentali, dipende da cause finora sconosciute.

Dalla teoria svolta risulta poi che le correzioni da farsi alle indicazioni del termometro a gas a volume costante fra 0° e 100° sono estremamente piccole; mentre sono più grandi nel caso del termometro a pressione costante; ciò concorda coi resultati del Regnault.

Wilson H. A. *Sull'effetto magnetico della convezione elettrica e sulle esperienze di Rowland e di Cremieu* (pp. 344-350). — V. *N. Cim.* (5), 2, p. 251.

Lord Kelvin. *Sull'etere e sulla materia ponderabile nello spazio infinito* (pp. 161-177). — In questa ampliazione della lettura fatta nel 1884 a Baltimora, Lord Kelvin calcola la densità dell'etere e l'energia contenuta in un chilometro cubo di luce solare, servendosi delle misure pireliometriche del Pouillet. Per la massa in grammi di un chilometro di etere vicino al sole egli ottiene il valore $20{,}64 \times 10^{-7} n^2$, essendo n il rapporto fra la velocità massima di vibrazione dell'etere e la velocità della luce. Questo rapporto non si conosce, ma è probabile non possa superare $\frac{1}{50}$; onde si deduce per la densità dell'etere, supposta costante in tutto

lo spazio, il valore 5×10^{-18}, prendendo per unità quella dell' acqua.

L'etere e la materia potrebbero quindi compenetrarsi.

Per l'energia di un chilometro cubo di luce solare, dai dati del Pouillet l'A. trova il valore di 412 chilogrammetri in vicinanza della Terra, e vicino al Sole un valore 46000 volte più grande.

Seguono poi interessanti calcoli sull' attrazione che le stelle eserciterebbero sull' etere luminifero, e sulla distribuzione degli astri nello spazio.

APPLEYARD R. *Su un ponte di conduttività a lettura diretta* (pp. 178-179). — Uno dei lati c del ponte Wheatstone è formato da un filo rettilineo uniforme, sul quale scorrono uniti fra loro i capi del lato contiguo d e della diagonale contenente il galvanometro. Detto a l'altro lato contiguo a c, e detto b il lato opposto a c, per l'equilibrio si ha $\frac{d}{b} \frac{c}{a}$.

Se ora k_a e k_b sono le conduttività dei fili a e b, si ha pure $d\,k_b = c\,k_a$, da cui $k_b = \frac{k_a}{d} c$; cioè la conduttività k_b è data direttamente in funzione di c se d si mantiene costante e in a si pone un filo di conduttività nota.

PENDER H. *Sull' effetto magnetico della convezione elettrica* (pp. 179-208). — V. *N. Cim.* (5), 2, p. 241.

ROSE-INNES J. e YOUNG S. *Proprietà termiche dell'isopentano e del pentano normale* (pp. 208-210). — Prendendo la differenza fra R T e $p v$ come misura della deviazione di un gas dalla legge di Boyle, gli A. trovano che le deviazioni dell'isopentano sono in rapporto costante con quelle del pentano normale, per un medesimo volume e per una medesima temperatura.

RUTHERFORD E. *Dipendenza della corrente in un gas conduttore dalla direzione del campo elettrico* (pp. 210-228). — Con numerose esperienze e con disposizioni adatte l'A. mostra che onde si abbiano differenze nell'intensità di una corrente che attraversa un gas ionizzato, si debbono sodisfare diverse condizioni, cioè: ionizzazione dissimmetrica rispetto agli elettrodi, perturbazione del gradiente del potenziale dovuta al moto degli ioni, e velocità diseguale degli ioni. Se queste condizioni son verificate il rapporto fra la velocità degli ioni misura anche quello fra le intensità delle correnti fra gli elettrodi. Tutto ciò che rende meno disuguali le correnti degli ioni, come ad es. l'umidità, rende anche meno diverse le correnti nelle due direzioni.

La pretesa conduttività unipolare delle fiamme potrebbe esser dovuta alla disuguale velocità con la quale gli ioni + e — sfug-

gono dagli elettrodi, specialmente se son di natura diversa e riscaldati al calor bianco.

FLEMING J. A. e ASHTON A. W. *Modello che imita le proprietà dei dielettrici* (pp. 228 233). — Il modello è formato da 6 molle a spirale, sovrapposte in un tubo di vetro pieno di vaselina e d'olio da macchine.

Le molle son separate da dischi d'ottone e possono essere assoggettate a una rapida compressione o ad una rapida decompressione mediante opportuni elettromagneti ed una sbarra trasversale che può fissarsi in diverse posizioni. La compressione esercitata è registrata da un indice sopra un cilindro rotante. Alcune curve unite alla Nota mostrano come si possano con quel modello imitare i diversi fenomeni che si presentano nella carica e nella scarica dei condensatori.

ASHTON A. W. *Elettrizzazione dei dielettrici per azioni meccaniche* (pp. 233-335). — Una foglia di gomma elastica, posta fra due lastre d'ottone congiunte ai quadranti di un elettrometro si elettrizza se sopra vi cade un peso. Si carica anche stirandola; e si elettrizza in senso opposto lasciandola ritornare a sè.

CREMIEU V. *Risposta alla Nota di H. A. Wilson sull' azione magnetica della convezione elettrica e sulle esperienze di Rowland e di Cremieu* (pp. 235-237). — V. *N. Cim.* (5), 2, p. 251.

BROMWICH T. J. I' A. *Sul potenziale di un sistema simmetrico* (pp. 237-240). — L' A. mostra come possa riconoscersi l' uguaglianza, non apparente a priori, fra le due espressioni date da Thomson e Tait (*Nat. Phil.* § 546) pel potenziale di un disco circolare per un punto esterno e per uno interno al disco allorchè si considera un punto dell'orlo.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile*

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

Comptes Rendus. — 1901. **Pagina**

Journal de Physique. — 1901-902.

Drude 's Annalen — 1900-901.

Philosophical Magazine. — 1901.

Pagina

Pagina

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

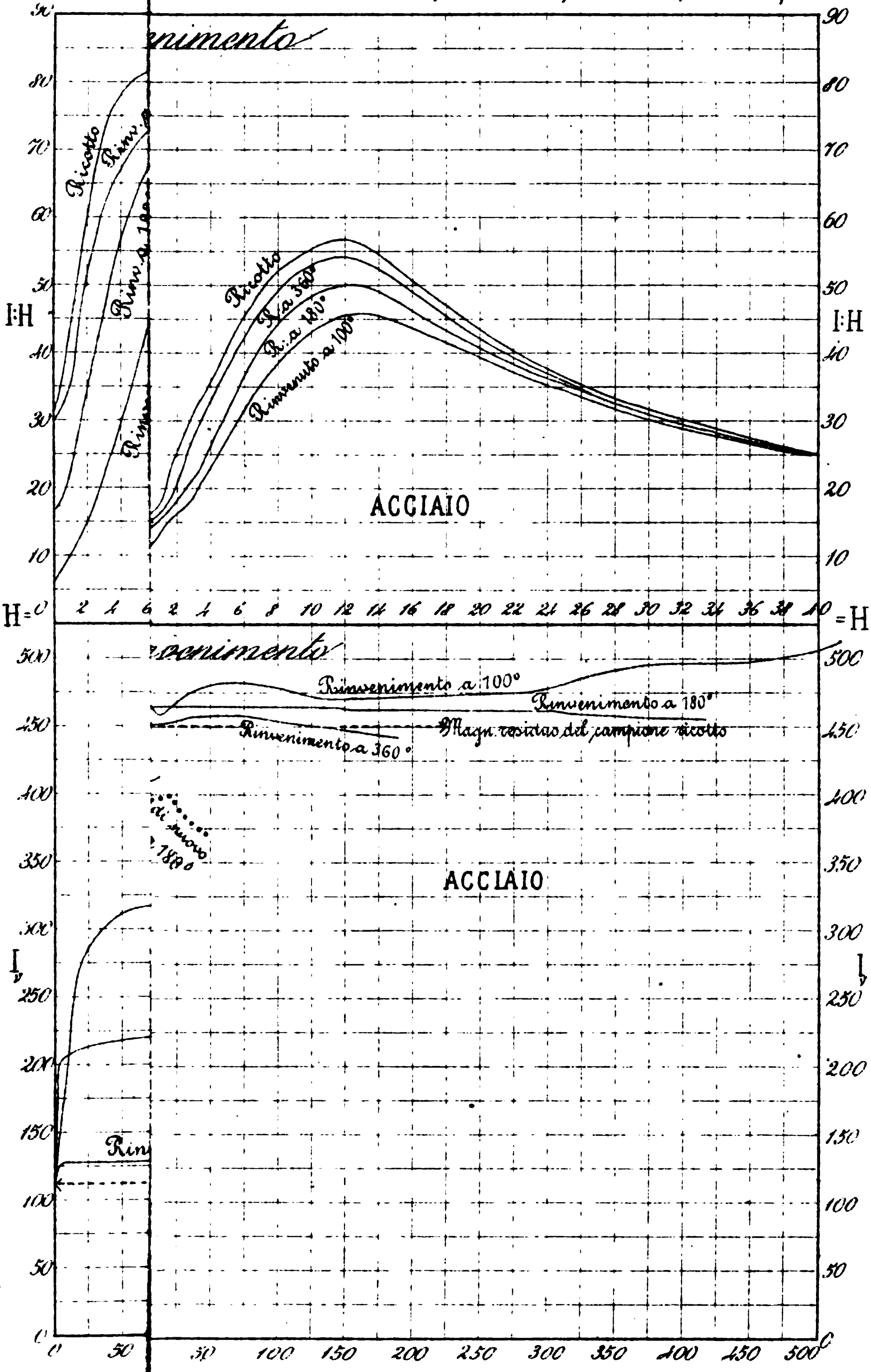
Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXV.

Hanno pagato la quota del 1901 i Soci:

Brucchietti Giuseppe
Casati Giuseppe
Del Lungo Carlo
Moretto Pietro
Omodei Domenico

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Casati Giuseppe
Garibaldi Pietro Maria
Gerosa Giuseppe
Marianini Abdènago
Omodei Domenico
Palagi Ferdinando
Razeto Michele
Umani Antonio


I:H
Ricotto
R. a 360°
R. a 180°
Rinvenuto a 100°
ACCIAIO
H=
Rinvenimento a 100°
Rinvenimento a 180°
Rinvenimento a 360°
Magn. residua del campione ricotto
ACCIAIO
LIT. CIRO VALENTI - PISA